



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Licenciada en Astronomía

VARIACIÓN ESPACIAL DE LAS CONSTANTES
FUNDAMENTALES: COMPARACIÓN ENTRE MODELOS
FENOMENOLÓGICOS Y DISTANCIAS LUMINOSAS DE
SUPERNOVAS TIPO IA

Carolina Soledad Negrelli

Directora: Dra. Susana J. Landau
Co-Directora: Dra. Lucila Kraiselburd

LA PLATA, ARGENTINA
- MARZO 2015 -

A mi mamá.

Prefacio

Esta Tesis es presentada como parte de los requisitos para obtener el grado académico de Licenciada en Astronomía de la Universidad Nacional de La Plata. La misma contiene los resultados de los estudios desarrollados bajo la dirección de la Dra. Susana J. Landau y la co-dirección de la Dra. Lucila Kraiselburd en el marco de la Beca de Estímulo a las Vocaciones Científicas 2014 otorgada por el Consejo Interuniversitario Nacional.

Carolina Soledad Negrelli.
e-mail: cnegrelli@carina.fcaglp.unlp.edu.ar
La Plata, Marzo 2015.

Resumen

El Modelo Estándar y la Relatividad General son las teorías que explican, con gran éxito, los fenómenos físicos a bajas energías. Las ecuaciones de dichas teorías involucran ciertos parámetros que tienen la particularidad de permanecer invariantes en el espacio-tiempo. Son las llamadas *constantes fundamentales*. Desde la hipótesis de Dirac en 1937, según la cual, las constantes fundamentales son simples funciones de la edad del Universo; la variación temporal y espacial de dichas constantes ha sido objeto de numerosos trabajos de investigación. El interés teórico en este tema proviene del hecho de que varias de las teorías que intentan unificar las cuatro interacciones fundamentales de la Física tienen diferentes predicciones para la variación de estos parámetros. Los datos observacionales y experimentales cumplen un rol muy importante ya que nos permiten testear la validez de estas teorías al establecer límites sobre la variación de las constantes fundamentales. La investigación experimental comprende desde mediciones en laboratorio hasta datos de origen cosmológico. La mayoría de los resultados obtenidos son consistentes con una variación nula de las constantes fundamentales. En los últimos años, Webb y colaboradores propusieron el denominado *método de los muchos multipletes* para analizar observaciones de quásares de alto corrimiento al rojo, obteniendo como resultado una variación no nula de la constante de estructura fina α . Para poder explicar los datos obtenidos propusieron una variación espacial de α de tipo dipolar. De ser cierta esta variación, debería tener consecuencias en las luminosidades medidas de las Supernovas Tipo Ia (SNIa). Esto se debe a que la luminosidad máxima alcanzada en la explosión depende de α a través de la opacidad de la atmósfera en expansión y de la energía liberada. La importancia de las SNIa radica en que pueden ser utilizadas como candelas estándar debido a su notable homogeneidad.

En este trabajo se utilizan las distancias luminosas de Supernovas tipo Ia (SNIa) con el fin de testear el modelo fenomenológico dipolar propuesto por Webb y colaboradores. Para ello, se realiza un análisis estadístico con el objetivo de contrastar los valores observacionales de las distancias luminosas con las predicciones teóricas del modelo dipolar. Éstas se calculan introduciendo una modificación debida a la posible variación de α . Por otro lado, se utilizan estos mismos datos para realizar un análisis estadístico obteniendo nuevos parámetros para el modelo dipolar, verificando luego su consistencia con aquellos obtenidos a partir de las observaciones de quásares. Los resultados indican que los datos de SNIa actuales no permiten distinguir entre un modelo con variación de espacial de α de tipo dipolar y el Modelo Estándar donde α no varía. También se concluye la inconsistencia entre los parámetros de dipolo obtenidos a partir de las observaciones de SNIa con los que se obtuvieron a partir de las observaciones de quásares. Por último, se realiza una primera estimación para una posible variación espacial de tipo dipolar, tanto de la velocidad de la luz c como de $\beta = \hbar c$, con \hbar la constante de Planck reducida; añadiendo además en estos casos la dependencia de la masa de Chandrasekhar con dichas constantes.

Abstract

The large-number hypothesis conjectures that fundamental constants may vary. Accordingly, the space-time variation of fundamental constants has been an active subject of research for decades. Recently, using data obtained with large telescopes a phenomenological model in which the fine structure constant might vary spatially has been proposed. In this work, we test whether this hypothetical spatial variation of α , which follows a dipole law, is compatible with the data of distant thermonuclear type Ia supernovae. Unlike previous works, in our calculations we consider not only the variation of the luminosity distance when a varying α is adopted, but we also take into account the variation of the peak luminosity of Type Ia supernovae resulting from a variation of α . We find that there is no significant difference between the several phenomenological models studied here and the standard one, in which α does not vary spatially. We conclude that the present set of data of Type Ia supernovae is not able to distinguish the standard model from the dipole models, and thus cannot be used to discard nor to confirm the proposed spatial variation of α . Also, we carry out a first estimation of the possible spatial variation of speed of light c and $\beta = \hbar c$, where \hbar is the reduced Planck constant.

Agradecimientos

Tras muchos años de esfuerzo ha llegado el cierre de una etapa maravillosa. El paso por esta hermosa Facultad ha sido enormemente gratificante y eso se lo debo a todas las personas que me han acompañado a lo largo de esta etapa.

En primer lugar, les quiero agradecer a Susana y a Lucila, que si bien las conocí en un momento avanzado de mi carrera, fueron un pilar fundamental en el desarrollo de esta tesis. Gracias por la buena predisposición, por responder absolutamente todas mis dudas, por los millones de mails, por los consejos, por las experiencias y anécdotas que han compartido conmigo, por estar siempre que lo necesité y por enseñarme a dar mis primeros pasos en la investigación.

Le agradezco también a todas aquellas personas que hacen del Observatorio un lugar único. En especial, quiero agradecerles a los amigos que hice en estos años. Lo mejor que me llevo de esta etapa son ellos. Personas maravillosas que hicieron que los momentos más duros de la carrera no lo sean tanto, que los días interminables de estudio los recuerde como momentos de risas compartidas, que los buenos momentos sean aún mejores. De no ser por ellos, el camino hubiera sido mucho más arduo.

También quiero agradecerle a mis amigas de la vida, a aquellas que me conocen y me acompañan desde hace casi 20 años, y también a aquellas que no están desde hace tanto pero que igual se preocupan por mí y me apoyan incondicionalmente. A todas ellas les digo gracias por creer en mí y por acompañarme siempre.

Gracias a mi familia, tanto a la que está cerca como la que no. Gracias por preocuparse por mí, por escucharme, por entenderme cuando tenía que decir que no a algo para poder estudiar. En particular le agradezco a mi hermana que, a su manera, siempre está ahí para mí.

Un agradecimiento más que especial para Fede, que en estos años se ha convertido en una de las personas más importantes de mi vida. Gracias por estar siempre, tanto en los buenos como en los malos momentos, por levantarme cuando lo necesité y también por frenarme cuando era necesario, por acompañarme en este camino lleno de incertezas y de cosas nuevas, por permitirme compartir mi vida con vos, y por compartir tu vida conmigo, por ser mi cómplice, mi compañero, mi amigo y mi novio. Gracias por hacer que todos estos años fueran mucho más simples estando a tu lado.

Por último, le agradezco a la persona más importante en mi vida: mi mamá, Sandra. A ella debo agradecerle su apoyo incondicional, los valores que me ha inculcado y el gran ejemplo de persona que es para mí. Sin ella, no hubiera podido llegar hasta aquí.

Índice general

Prefacio	v
Resumen	vii
Abstract	ix
Agradecimientos	xi
1. Introducción	1
1.1. El contexto cosmológico	1
1.2. Variación de las constantes fundamentales	2
1.2.1. Modelos teóricos	2
1.2.2. Enfoque fenomenológico	4
1.2.3. Métodos experimentales y observacionales	4
1.3. Supernovas Tipo Ia	5
2. Principales límites observacionales y experimentales a la variación de la constante de estructura fina y la velocidad de la luz	7
2.1. Relojes atómicos	7
2.2. Reactor nuclear natural de Oklo	8
2.3. Datación de meteoritos	8
2.4. Fondo cósmico de radiación	9
2.5. Nucleosíntesis primordial (BBN)	10
2.6. Espectros de absorción de cuántares	12
2.6.1. Método del doblete alcalino	12
2.6.2. Método de muchos multipletes	13
2.6.3. El modelo de dipolo	14
2.6.4. ¿Es la variación de α consistente con las cotas experimentales?	18
2.7. Límites experimentales a la variación de c	18
3. Supernovas tipo Ia y su relación con las constantes fundamentales	21
3.1. Supernovas Tipo Ia	21
3.1.1. Introducción	21
3.1.2. Características de las supernovas tipo Ia	21
3.2. La dependencia de las SNIa con α , \hbar y c	26
3.2.1. La masa límite de Chandrasekhar	26
3.2.2. Energía liberada durante la explosión	28
3.2.3. Opacidad de la atmósfera en expansión	28
3.2.4. El pico de luminosidad de las SNIa y su relación con α , c y β	29
3.2.5. La variación del módulo de distancia con α , c y β	34

4. Resultados	37
4.1. El modelo de dipolo	37
4.2. Cálculo de χ^2 para el modelo de dipolo obtenido a partir de los quásares . . .	37
4.3. Análisis estadístico de los modelos de variación espacial de α , c y β utilizando datos de SNIa	39
4.3.1. Modelo de dipolo para la variación espacial de α	40
4.3.2. Modelo de dipolo para la variación espacial de c	40
4.3.3. Modelo de dipolo para la variación espacial de β	44
5. Conclusiones y discusión	45

Capítulo 1

Introducción

El conocimiento actual de las propiedades físicas de la naturaleza, está basado en dos teorías: la Relatividad General (GR) que estudia la fuerza gravitatoria, y el Modelo Estándar de Partículas Elementales (SM) que estudia y propone unificar las fuerzas electromagnética, débil y fuerte. La descripción de todos los fenómenos físicos a bajas energías (en comparación con la energía de Gran Unificación $E_{GUT} \simeq 10^{16} GeV$) puede realizarse mediante la solución de las ecuaciones de ambas teorías. Éstas, dependen de ciertos parámetros que tienen la particularidad de permanecer invariantes frente a cambios en el espacio-tiempo y en el sistema de referencia. Dichos parámetros no son determinados por la teoría, sino que se obtienen mediante la experimentación. Son las llamadas *Constantes Fundamentales*. Las constantes de acoplamiento de gauge de las fuerzas descritas por el modelo estándar, la carga del electrón, la masa del electrón y de otras partículas fundamentales como los quarks, son algunos ejemplos de estos parámetros.

1.1. El contexto cosmológico

En el contexto de la GR, la evolución del Universo se encuentra dominada por la ecuación de Einstein. Si se considera una métrica de Friedman-Lemaître-Robertson-Walker

$$ds^2 = -dt^2 + a[t]^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right) \quad (1.1)$$

donde $a(t)$ es el factor de expansión del Universo y k su curvatura; y un fluido ideal como fuente, dicha ecuación toma la forma de la ecuación de Friedmann:

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G \rho_T}{3} - \frac{k}{a^2} \quad (1.2)$$

donde ρ_T la densidad de energía total en el Universo. En esta tesis se considerará un modelo cosmológico plano, es decir, $k = 0$.

La expresión más general para la densidad de energía es:

$$\rho_T = \rho_r + \rho_m + \rho_\Lambda = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \Omega_m \left(\frac{a_0}{a(t)} \right)^3 + \frac{3H_0^2}{8\pi G} \Omega_r \left(\frac{a_0}{a(t)} \right)^4 + \frac{3H_0^2}{8\pi G} \Omega_\Lambda, \quad (1.3)$$

donde ρ_r es la densidad de energía de radiación, $\rho_m = \rho_{cdm} + \rho_b$ es la densidad total de materia no relativista que incluye a la materia bariónica y a la materia oscura, y ρ_Λ es la densidad asociada a la constante cosmológica. Ω_i es el parámetro de densidad actual asociado a cada una de las densidades de energía mencionadas, H_0 es el valor actual de la constante

1. Introducción

de Hubble, y a_0 es el valor actual del factor de escala que usualmente es considerado como $a_0 = 1$.

En base a esto, puede reescribirse reescribir la Ec. 1.2 como:

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \Omega_r a^{-4} + \Omega_m a^{-3} + \Omega_\Lambda. \quad (1.4)$$

La GR es la teoría que provee la geometría del Universo, y por ende, la que indica cómo realizar mediciones sobre los objetos que están contenidos en él.

Para la medición de distancias, en Astrofísica se utiliza la llamada *distancia de luminosidad* (d_L) que puede definirse a partir del flujo observado (F) y la luminosidad emitida (L) de un dado objeto astronómico:

$$d_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi F}}. \quad (1.5)$$

Esta distancia de luminosidad está relacionada con la *distancia comóvil* (d_M) como:

$$d_L = (1 + z)d_M, \quad (1.6)$$

donde z es el corrimiento al rojo del objeto considerado (en adelante, *redshift*). La distancia comóvil es utilizada en Cosmología ya que no se ve modificada por la expansión del Universo. En términos del redshift:

$$d_L = c(1 + z) \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}, \quad (1.7)$$

donde $H(z)$ proviene de la Ec. 1.4 considerando que $a_0/a = 1 + z$.

1.2. Variación de las constantes fundamentales

A mediados del siglo XX, Dirac (1937, 1938) observó que no podía ser casualidad que el orden de magnitud del cociente entre las fuerzas electromagnética y gravitatoria entre un protón y un electrón coincidiera con la razón entre la edad del Universo y el tiempo que tarda la luz en atravesar un átomo de hidrógeno ($\sim 10^{40}$). Esta observación lo llevó a formular la Hipótesis de los Grandes Números (LNH), según la cual una o varias de las constantes fundamentales son funciones simples de la edad del Universo. A partir de esta hipótesis planteada por Dirac, la variación temporal de las constantes fundamentales ha sido objeto de estudio de numerosos trabajos de investigación.

1.2.1. Modelos teóricos

A continuación, se presentan algunas de las teorías que predicen la variación de constantes fundamentales en escalas de tiempo cosmológicos. Se suelen agrupar en dos grandes familias:

1. Teorías que intentan unificar las cuatro interacciones fundamentales.

Desde hace ya mucho tiempo, la física ha tratado de construir una única teoría que unifique las cuatro interacciones fundamentales. Hasta el momento, se ha podido relacionar tres de ellas (electromagnética, débil y fuerte), pero no se ha podido unificarlas con la gravedad. Existen muchas teorías que tratan de lograr dicha unificación como por ejemplo: las teorías de múltiples dimensiones, propuestas por Chodos & Detweiler

(1980); Kaluza (1921); Klein (1926); Weinberg (1983), entre otros; las teorías de Supercuerdas (Damour et al., 2002a; Damour & Polyakov, 1994; Maeda, 1988); y las teorías de Mundos Brana (Youm, 2001). En todas éstas, las energías involucradas son muy altas por lo que pareciera difícil verificar su validez. Sin embargo, algunas de sus hipótesis y consecuencias pueden ser estudiadas a bajas energías a través de experimentos y/o observaciones. Esto se debe, a que todas ellas predicen la variación en el espacio-tiempo de alguna, varias o todas las constantes fundamentales y lo hacen de distintas formas según el modelo.

2. Teorías efectivas a bajas energías.

Se trata de modelos fenomenológicos propuestos especialmente para estudiar la posible variación espacial y temporal de las constantes fundamentales. Se propone una acción a bajas energías la cual se supone es la expresión a bajas energías de la acción correspondiente a la teoría fundamental.

En este grupo se encuentran las teorías de Bekenstein para la constante de estructura fina $\alpha = e^2/(\hbar c)$ donde e es la carga del electrón, \hbar la constante de Planck reducida y c la velocidad de la luz (Barrow & Magueijo, 2005; Barrow et al., 2002; Bekenstein, 1982, 2002; Damour et al., 2002b,c; Khoury & Weltman, 2004a,b; Mota & Shaw, 2007). También se incluyen las teorías donde la velocidad de la luz c es variable en el tiempo y el espacio (Albrecht & Magueijo, 1999; Barrow, 1999; Moffat, 1993a,b).

En estas teorías, se reemplaza la constante cuya variación se desea estudiar por un campo escalar responsable de dicha variación. La predicción de la variación de las constantes se deduce de la dinámica del campo. En el caso de la teoría de Bekenstein, se estudia la variación de la constante de estructura fina α a partir de premisas básicas en un marco teórico general. La acción toma la forma:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{2} M_{Pl}^2 R + \frac{1}{2} \nabla_\mu \phi \nabla^\mu \phi - \frac{1}{4} B_F(\phi) F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right], \quad (1.8)$$

donde M_{Pl} es la masa de Planck, R el escalar de Ricci, g el determinante del tensor métrico, $F_{\mu\nu}$ el tensor de campo electromagnético, ϕ el campo escalar adimensional responsable de la variación de α y B_F representa el acoplamiento de dicho campo ϕ con el campo electromagnético.

En cuanto a las teorías que predicen variación de c , surgen como una alternativa a escenarios inflacionarios del modelo cosmológico estándar. El período de expansión acelerada en el Universo temprano presente en los modelos inflacionarios, se reemplaza por un período en el cual la luz viaja a una velocidad mucho mayor que su valor actual. Si bien este tipo de teorías guarda grandes similitudes desde el punto de vista formal con la teoría de Bekenstein para α , se diferencia por no respetar la invarianza de Lorentz presente en la Teoría de la Relatividad Especial de Einstein. Al igual que en la teoría mencionada anteriormente, se introduce un campo escalar $\psi = f(c)$ que será el responsable de la variación de c . En este caso, el campo escalar responsable de la variación de c se acopla al campo gravitatorio en vez de al tensor electromagnético. La acción total en el caso de acoplamiento mínimo se puede expresar como (Albrecht & Magueijo, 1999; Barrow, 1999):

$$S = \int d^4x \left(\sqrt{-g} \frac{\psi(R + 2\Lambda)}{16\pi G} \right) + S_{EM} + S_m + S_\psi \quad (1.9)$$

1. Introducción

donde R es el escalar de Ricci, Λ es la constante cosmológica y g el determinante del tensor métrico; S_{EM} es la acción electromagnética, S_m la acción correspondiente a la materia y $S_\psi = k(\psi)\nabla_\mu\psi\nabla^\mu\psi$ con $k(\psi)$ una función de acoplamiento adimensional que en general se toma como constante.

Las cotas obtenidas a partir de los diferentes tipos de datos son una herramienta importante para testear la validez de estas teorías (Chamoun et al., 2001; Kraiselburd et al., 2014, 2011; Kraiselburd & Vucetich, 2011; Landau et al., 2005; Landau & Vucetich, 2002). La detección de alguna variación en las constantes fundamentales, implicaría la necesidad de nuevos grados de libertad en las teorías físicas.

1.2.2. Enfoque fenomenológico

En este trabajo se estudia la dependencia de las luminosidades de las Supernovas Tipo Ia con una posible variación de las constantes fundamentales. Para realizar este estudio se eligió un enfoque fenomenológico motivado por las teorías mencionadas anteriormente. Se proponen los siguientes modelos fenomenológicos:

Modelo 1 En este modelo, el valor de la constante de estructura fina α es dependiente del tiempo y de la posición espacial, mientras que la velocidad de la luz c y la constante de Planck reducida \hbar son constantes.

Modelo 2 En este modelo, el valor de la velocidad de la luz c es dependiente del tiempo y de la posición espacial, mientras que la constante de estructura fina α y la constante de Planck reducida \hbar son constantes.

Modelo 3 En este modelo, el valor de $\beta = \hbar c$, donde \hbar es la constante de Plack reducida, es dependiente del tiempo y de la posición espacial, mientras que la constante de estructura fina α se mantiene constante.

En el siguiente capítulo de esta tesis, se describen con detalle los principales límites observacionales actuales para la variación de α y c . De ellos se puede concluir que el modelo con mejor sustento observacional y experimental es el que predice una posible variación de α . A su vez, motivados por los datos recientes de los espectros de absorción en quásares, que indican una posible variación espacial de α de tipo dipolo, se asume para los modelos propuestos una variación espacial de este tipo.

1.2.3. Métodos experimentales y observacionales

Los métodos experimentales y observacionales abarcan, desde mediciones en laboratorio hasta datos de origen cosmológico. Algunos de ellos son: el análisis de la abundancia de decaimientos β de vida media larga en meteoritos y minerales geológicos (Dyson, 1967; Sisterna & Vucetich, 1990; Smolliar, 1996); el análisis de isótopos en el reactor nuclear natural que operó en Oklo hace aproximadamente $1,8 \times 10^9$ años (Damour & Dyson, 1996; Fujii et al., 2000); la comparación entre las frecuencias de relojes atómicos de distinto número atómico (Prestage et al., 1995; Sortais et al., 2001); el análisis de espectros de quásares de alto corrimiento al rojo (Bahcall et al., 2004; Levshakov et al., 2002; Murphy et al., 2001c,d; Webb et al., 1999, 2001); y el análisis de datos obtenidos a partir de la radiación cósmica de fondo (Battye et al., 2001; Landau et al., 2001a; Scóccola et al., 2008) y de la abundancia de ^4He producida en la nucleosíntesis primordial (Bernstein et al., 1989; Landau et al., 2008; Mosquera & Civitarse, 2010). En el capítulo 2 se describen con mayor detalle cada uno de estos métodos.

El resultado de la mayoría de estos experimentos y observaciones es consistente con una variación nula de las constantes fundamentales. Sin embargo, Webb et al. (1999), y posteriormente Murphy et al. (2003a), tras el análisis de espectros de cuásares de alto corrimiento al rojo tomados con el telescopio Keck, han reportado una significativa variación de la constante de estructura fina α . Encontraron que el valor de α es menor a altos redshifts en comparación con su valor local. Otro análisis reciente, realizado con el telescopio VLT/UVES sugiere también una variación de α pero en el sentido opuesto: pareciera ser que α fue mayor en el pasado. Debido a que estos telescopios operan en diferentes hemisferios, King y colaboradores han sugerido que ambas observaciones pueden ser consistentes si se le asigna a la constante de estructura fina una variación espacial. Posteriormente, Webb y colaboradores desarrollaron un modelo de dipolo para explicar esta variación espacial (King et al., 2012; Murphy et al., 2003a, 2001c; Webb et al., 1999, 2011a,b, 2001)¹.

1.3. Supernovas Tipo Ia

El objetivo de esta tesis es analizar la posibilidad de una variación espacial de la constante de estructura fina α como la propuesta por Webb y colaboradores. Si la constante de estructura fina adquiere distintos valores en el espacio, como indica el modelo fenomenológico propuesto por Webb et al, este efecto debería tener consecuencias en las luminosidades medidas en las explosiones de *Supernovas Tipo Ia* (SNIa).

Una SNIa es una explosión estelar extremadamente luminosa, llegan a ser más brillantes que la galaxia que las contiene. La importancia de las SNIa radica en el hecho de que tanto sus propiedades espectrales, como sus curvas de luz y magnitud absoluta, son increíblemente homogéneas. Esto nos permite utilizarlas como *candelas estándar*. A su vez, la magnitud bolométrica de las SNIa se encuentra relacionada con la constante de estructura fina α a través de la opacidad media de la atmósfera en expansión y de la energía liberada durante el evento de supernova.

La originalidad de este trabajo consiste en testear el modelo propuesto por Webb y colaboradores utilizando los datos de SNIa recopilados por la Compilación Union 2.1, que son los últimos datos disponibles de SNIa. Además, se utilizan estos datos para realizar una primera estimación de la posible variación espacial de la velocidad de la luz c y de $\beta = \hbar c$ donde \hbar es la constante de Planck reducida. Para ello, se debe considerar la dependencia de ambas constantes con la masa límite de Chandrasekhar.

Esta tesis se encuentra organizada de la siguiente forma:

- En el capítulo 2 se presentan los límites observacionales y experimentales actuales a la variación de α y c . En particular, se explica cómo a partir del análisis de los espectros de cuásares se proponen los modelos de dipolo para explicar una posible variación espacial de la constante de estructura final α .
- En el capítulo 3 se describen las propiedades de las Supernovas tipo Ia y su relación con la constante de estructura fina α y la velocidad de la luz c .

¹En septiembre de 2014, Whitmore & Murphy (2014) publicaron un artículo sobre los telescopios utilizados en el análisis de α donde analizan los problemas en la calibración de estos aparatos y los errores sistemáticos que surgen a partir de ellos.

1. Introducción

- En el capítulo 4 se muestra el trabajo realizado y los resultados obtenidos.
- Por último, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones del trabajo.

Capítulo 2

Principales límites observacionales y experimentales a la variación de la constante de estructura fina y la velocidad de la luz

En este capítulo se describen brevemente algunos de los límites experimentales y observacionales más relevantes para la variación de la constante de estructura fina $\delta\alpha$ ¹ y de la velocidad de la luz c .

Como se podrá observar, existen numerosos y muy diferentes métodos experimentales y tipos de observaciones. Por ejemplo: algunos de ellos ofrecen la posibilidad de establecer restricciones en una escala de tiempo muy grande, como los límites provenientes del fondo cósmico de radiación y/o de la nucleosíntesis primordial; mientras que otros, si bien las escalas de tiempo son más cortas, suelen proveer límites más estrictos.

En el caso de las teorías donde se postula una variación de la velocidad de la luz c no se preserva la invarianza de Lorentz y se produce una violación a la conservación de la carga. Los experimentos que testean la violación de la conservación de la carga permiten establecer límites muy estrictos sobre este tipo de teorías.

2.1. Relojes atómicos

La variación temporal de la constante de estructura fina se puede medir comparando frecuencias de relojes atómicos de distinto número atómico durante intervalos de tiempo que van desde los cien días hasta los dos años. Esto es posible gracias al desarrollo de osciladores de frecuencia muy estable basados en transiciones hiperfinas, como por ejemplo el máser de hidrógeno o la frecuencia estándar del Cs. Estos niveles hiperfinos están determinados por la interacción del momento magnético nuclear con el momento magnético de un electrón de valencia. Como la contribución relativista al desdoblamiento de los niveles hiperfinos Δ crece con el número atómico $\Delta \propto (Z\alpha)^2$, comparando las frecuencias correspondientes a dos átomos distintos es posible obtener un límite sobre la variación de α .

Algunos de estos resultados fueron obtenidos por Blatt et al. (2008), quienes combinaron una serie de experimentos con relojes atómicos de Sr, Hg⁺, Yb⁺ y máser de hidrógeno obteniendo $\dot{\alpha}/\alpha = (-3.3 \pm 3.0) \times 10^{-16} \text{yr}^{-1}$; y por Rosenband et al. (2008) los cuales compararon

¹ $\delta\alpha = \alpha - \alpha_0$ siendo α_0 el valor de la constante de estructura fina en la actualidad

2. Principales límites observacionales y experimentales a la variación de la constante de estructura fina y la velocidad de la luz

relojes ópticos de Al^+ y Hg^+ y concluyeron que $\dot{\alpha}/\alpha = (-5.3 \pm 7.9) \times 10^{-17} \text{yr}^{-1}$, la cual es una cota extremadamente precisa.

2.2. Reactor nuclear natural de Oklo

Hace aproximadamente 1.8×10^9 años operó un reactor nuclear natural en el lugar donde actualmente se halla una mina de uranio en Oklo, Gabón.²

Los análisis isotópicos de muestras ricas en uranio mostraron una falta sustancial en el isótopo ^{235}U y una desviación de la distribución natural de los isótopos de las tierras raras que son producto de procesos de fisión. Esto sirvió como prueba de la existencia de una reacción en cadena espontánea en el pasado distante. A partir del análisis de los datos nucleares y geoquímicos fue posible reconstruir las condiciones operativas del reactor y calcular las secciones eficaces de captura de neutrones de varias especies, entre ellas ^{149}Sm , ^{151}Eu y ^{155}Gd . A su vez es posible estimar, a partir de las secciones eficaces de captura de neutrones térmicos, el valor de la energía de resonancia del nivel fundamental en el momento de la reacción. Como el valor de la sección eficaz de captura neutrónica depende fuertemente de la energía de resonancia, puede utilizarse para estimar la variación de esta última desde el momento de la reacción hasta el presente. Luego, se traslada esta diferencia a una en los valores de α . Las estimaciones más recientes se muestran en la Tabla 2.1.

$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \times 10^{-8}$	Referencia
-0.36 ± 1.44	Fujii et al. (2000)
3.85 ± 5.65	Petrov et al. (2006)
-0.65 ± 1.75	Gould et al. (2006)

Tabla 2.1. En la tabla se muestran las cotas más recientes para α obtenidas a partir de los datos de Oklo, y sus respectivas referencias.

Como puede verse, los datos obtenidos son consistentes con una variación nula de la constante de estructura fina.

2.3. Datación de meteoritos

Los decaimientos de vida media larga α y β son sensibles a la variación de la constante de estructura fina a lo largo de tiempos geológicos en el rango de la edad del sistema solar ($t \sim 4 - 5 \times 10^9$ años). Este método, que fue inicialmente planteado por Wilkinson (1958) y revivido posteriormente por Dyson (1967), utiliza muestras geológicas en el rango de la edad del sistema solar ($t \sim 4 - 5 \times 10^9$) años para acotar la variación temporal de la constante de estructura fina. Esto es posible debido a la relación entre dicha constante con la tasa de decaimientos de vida media y larga α y β . Un ejemplo de ello, es la información proveniente de meteoritos formados hace aproximadamente 4, 6 Giga-años. Estos se utilizan para estimar una cota para la variación de α en un redshift de $z \sim 0,45$.

²Se considera reactor nuclear natural a aquellas reacciones de fisión autosostenidas que ocurrieron naturalmente.

La sensibilidad de la tasa de decaimiento de un núcleo frente a un cambio en la constante de estructura fina se define como

$$s_\alpha = \frac{\partial \ln \lambda}{\partial \ln \alpha}, \quad (2.1)$$

donde λ representa a la función de la energía de decaimiento Q . Una pequeña variación en α puede estabilizar o desestabilizar ciertos isótopos, por lo que se puede extraer cotas a la variación temporal de la constante de estructura fina comparando datos del laboratorio con la información obtenida de meteoritos.

Los isótopos que muestran una mayor sensibilidad a dichos cambios son aquellos con menor energía de decaimiento β . Es por esto que el Renio (^{187}Re) es un excelente elemento para ser analizado. Su tasa de decaimiento se puede aproximar por

$$\lambda \approx G_F^2 Q_\beta^2 m_e^2, \quad (2.2)$$

donde Q_β es la energía del decaimiento, m_e la masa del electrón y G_F está relacionada con la constante de acoplamiento débil. Si se supone una variación solamente en el término Coulombiano, se obtiene que

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \approx 2 \times 10^4 \frac{\Delta \alpha}{\alpha}. \quad (2.3)$$

De esta forma, se puede obtener una cota para la variación de la constante de estructura fina si se conoce la variación de λ .

Olive et al. (2004) encontraron que

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = (-8 \pm 16) \times 10^{-7}, \quad (2.4)$$

en un período de 4, 6 Giga-años.

2.4. Fondo cósmico de radiación

Aproximadamente 300.000 años después del Big Bang, se formaron los primeros átomos de hidrógeno y el Universo se volvió transparente a los fotones. Este proceso es denominado recombinación, y esos fotones que fueron liberados son los que conforman lo que hoy se conoce como fondo cósmico de radiación (FCR). Esta radiación se corresponde con la de un cuerpo negro a temperatura $T_0 = 2,725$ K con pequeñas anisotropías del orden de los microKelvin. Antes de la recombinación, fotones y electrones interactuaban por medio del scattering de Thomson de forma tal que es posible considerarlos como un fluido donde la presión era provista por los fotones.

Utilizando mediciones de las anisotropías del FCR se puede testear si el valor de la constante de estructura fina durante la recombinación era diferente de su valor actual. La formación del FCR está totalmente mediada por procesos electromagnéticos. Una variación en la constante de acoplamiento de esta interacción implica modificaciones en las interacciones entre fotones y electrones así como también en el escenario de recombinación y en consecuencia en el espectro de fluctuaciones del FCR. Los efectos de variar α en el escenario de recombinación sobre el espectro de anisotropías del FCR se pueden observar en la Figura 2.1.

Utilizando datos del satélite Planck, Ade et al. (2014) encontraron que

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = (3.6 \pm 3.7) \times 10^{-3}. \quad (2.5)$$

El fondo cósmico de radiación nos da la posibilidad de investigar la variación de las constantes fundamentales en una edad muy temprana del Universo ($z \sim 1000$). En principio, los neutrinos podrían ser utilizados para pruebas a redshifts aún mayores.

2. Principales límites observacionales y experimentales a la variación de la constante de estructura fina y la velocidad de la luz

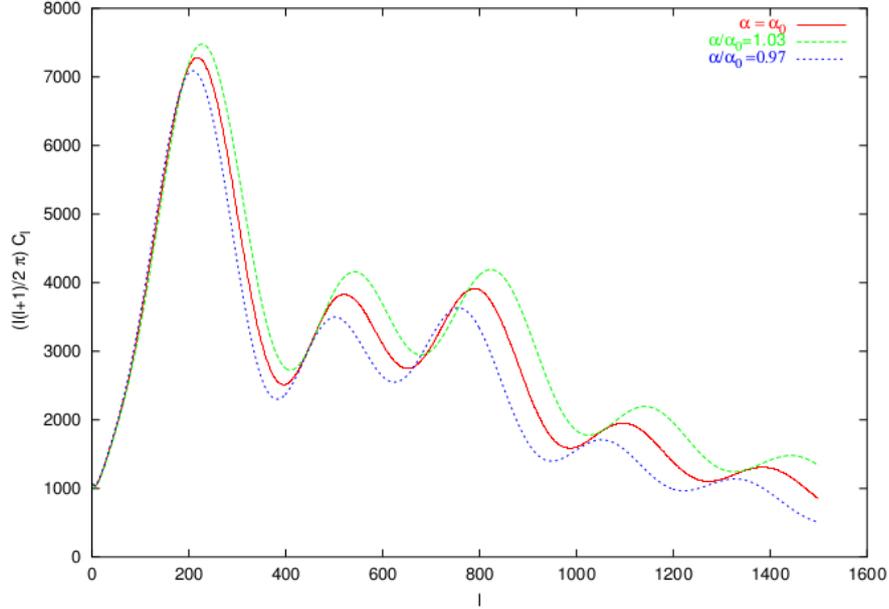


Figura 2.1. Efectos de la variación de la constante de estructura fina α sobre el espectro de anisotropías del FCR, (Landau, 2002).

2.5. Nucleosíntesis primordial (BBN)

El análisis de la abundancia de elementos livianos permite obtener límites sobre la variación de las constantes fundamentales para valores del corrimiento al rojo del orden de $z \sim 10^6$.

En el universo temprano, la contribución más grande a la densidad de energía y a la densidad del número de partículas, proviene de partículas relativistas como leptones y fotones. Por su parte, los bariones no contribuyen de manera significativa a la energía y todas las partículas están en equilibrio térmico mediante colisiones entre ellas.

Las interacciones entre neutrones y protones con los leptones:



mantienen a bariones y leptones en equilibrio químico. A medida que el universo se expande, también se enfría. Al tiempo de enfriamiento t_f , la velocidad de expansión del universo se hace mayor que la velocidad de las reacciones λ_{np} , que mantenían a los bariones en equilibrio químico con los leptones. En consecuencia, los bariones se desacoplan de los leptones y el cociente entre la cantidad de neutrones y la cantidad total de bariones queda fijo.

Cuando la temperatura desciende por debajo de 1 MeV, se produce el aniquilamiento de electrones y positrones, lo cual dará lugar al recalentamiento del gas de fotones sin alterar la distribución de neutrinos. Para las temperaturas del orden de T_F , los núcleos livianos como el D, T, ^4He se mantienen en equilibrio térmico y químico mediante las siguientes reacciones:

$$n + p \Leftrightarrow D + \gamma \quad (2.9)$$

$$D + D \Leftrightarrow T + p \quad (2.10)$$

$$T + D \Leftrightarrow {}^4\text{He} + n. \quad (2.11)$$

Estas son las reacciones más importantes que conducen a la formación de ${}^4\text{He}$ con excepción de las reacciones que forman ${}^3\text{He}$.

Las abundancias de los elementos livianos dependen de varias constantes fundamentales. En particular, la dependencia con la constante de estructura fina proviene de las barreras coulombianas a través del factor de Gamow. Las partículas cargadas deben atravesar por efecto túnel la barrera de Coulomb para poder reaccionar. Cambiar α modifica estas barreras y por lo tanto afecta a las tasas de reacción.

Separando la parte coulombiana, la sección eficaz de baja energía puede escribirse como:

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} e^{-2\pi\eta(E)} \quad (2.12)$$

donde $\eta(E)$ proviene de la barrera coulombiana y depende de las cargas y la masa reducida M_r de las dos partículas interactuantes:

$$\eta(E) = \alpha Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{M_r c^2}{2E}}. \quad (2.13)$$

El factor de forma $S(E)$ debe ser extrapolado de datos experimentales y su dependencia con α es despreciada al igual que sucede con la masa reducida. Manteniendo todas las demás constantes fundamentales fijas, asumiendo que no existen efectos exóticos y tomando una vida media de 886.7 seg para el neutrón, se deduce que (Bergström et al., 1999):

$$\left| \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \right| < 2 \times 10^{-2}. \quad (2.14)$$

Este análisis fue extendido posteriormente por Nollett & Lopez (2002) considerando la dependencia del factor de forma $S(E)$ con α . Obtuvieron:

$$\sigma(E) = \frac{2\pi\eta(E)}{e^{2\pi\eta(E)} - 1} \simeq 2\pi\alpha Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{M_r c^2}{2E}} e^{-2\pi\eta(E)}. \quad (2.15)$$

Además, tuvieron en cuenta que:

- Cuando dos partículas cargadas son producidas, deben escapar de la barrera de Coulomb. Este efecto en general es muy débil, pero para las reacciones ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ y ${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$ debe ser tenido en cuenta. Las tasas de dichas reacciones debe multiplicarse por un factor $(1 + a\Delta\alpha/\alpha)$.
- Los procesos de emisión de fotones son proporcionales a α . Todas las tasas que involucren estos procesos deben multiplicarse por un factor $(1 + \Delta\alpha/\alpha)$.
- La contribución electromagnética de las masas depende de α : $Q_i \rightarrow Q_i + q_i\Delta\alpha/\alpha$.

Con todas estas modificaciones, Nollett & Lopez (2002) concluyeron que:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = -0.007_{-0.017}^{+0.010}. \quad (2.16)$$

2. Principales límites observacionales y experimentales a la variación de la constante de estructura fina y la velocidad de la luz

Más recientemente, utilizando los datos más actuales disponibles de abundancias de elementos livianos, Mosquera & Civitaresse (2011) encontraron que:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = (-6.2 \pm 2) \times 10^{-3}. \quad (2.17)$$

2.6. Espectros de absorción de quásares

Las observaciones espectroscópicas de objetos extragalácticos como los quásares pueden ser utilizadas para estudiar la variación temporal de las constantes fundamentales. Los quásares son las fuentes de mayor brillo continuo conocidas en el Universo. Estos objetos, presentan un corrimiento al rojo en sus espectros continuos y de línea que se interpreta como una consecuencia de la expansión del Universo. Su brillo extremo permite observarlos a altos corrimientos al rojo que cubren el 90% de la vida del Universo.

La relación entre la longitud de onda observada en los espectros de quásares y la respectiva medida en el laboratorio se puede expresar de la siguiente forma:

$$\lambda_{\text{obs}} = \lambda_{\text{lab}} (1 + z), \quad (2.18)$$

siendo z el redshift.

Debido a que las líneas de absorción que se observan en el espectro de los quásares son el resultado de la absorción de nubes de gas a distancias cosmológicas, pueden ser utilizadas para testear la física en el tiempo en que se produjo la absorción de la luz. Hay que tener en cuenta que algunas transiciones son más sensibles que otras a la variación de la constante de estructura fina. A su vez, no puede utilizarse sólo una transición debido a que el redshift es desconocido. Por lo cual, se utilizan dos o más transiciones con diferente sensibilidad a la variación de α para que el redshift no afecte el resultado. La forma en que las transiciones son afectadas por la variación de α es bastante particular y por lo tanto, muy difícil de confundir con otro efecto.

2.6.1. Método del doblete alcalino

Las líneas de absorción de iones alcalinos como CIV, MgII, FeII, SiIV correspondientes a las transiciones $S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}(\lambda_1)$ y $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}(\lambda_2)$ se encuentran en quásares de corrimiento al rojo del orden de $z \sim 1 - 3$. El desdoblamiento de las líneas resonantes es proporcional al cuadrado de la constante de estructura fina α . Al orden más bajo en α :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda} \sim \alpha^2. \quad (2.19)$$

De esta manera, cualquier cambio entre el valor actual de α y el correspondiente en la época de formación de los quásares, resultará en un correspondiente cambio en la separación de los dobletes:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{c_r}{2} \left[\frac{\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_z}{\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{hoy}}} - 1 \right], \quad (2.20)$$

donde c_r es la corrección relativista.

Los datos que se obtienen mediante este método están afectados por errores sistemáticos que provienen de: i) la incerteza de la medición en el laboratorio del doblete, que puede ser estimado en 8×10^{-5} y ii) la física en las nubes de absorción. Estos últimos son diferentes para

cada sistema. Sin embargo, como este tipo de errores sistemáticos no están correlacionados, al considerar todos los datos en conjunto, se obtiene una estimación que no está prácticamente afectada. Si se supone que la variación de α es constante en los rangos de redshift considerados, se obtienen variaciones nulas para α (Tabla 2.2).

Rango de z_{abs}	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \times 10^{-4}$	Referencia
$2.6 < z < 3.6$	-0.35 ± 3.5	Cowie & Songaila (1995)
$2.8 < z < 3.05$	0.21 ± 1.4	Varshalovich et al. (1996)
$2 < z < 3$	-0.05 ± 0.13	Murphy et al. (2001b)

Tabla 2.2. En la tabla se muestran el rango de redshift considerado, las cotas para α obtenidas y sus respectivas referencias.

2.6.2. Método de muchos multipletes

El método del doblete alcalino no utiliza toda la información disponible en el espectro de absorción de los cuántares. En particular, existen otras transiciones atómicas con sensibilidades mucho mayores a la variación de α . Webb et al. propusieron una manera de mejorar la sensibilidad del método de los dobletes alcalinos comparando transiciones de distintas especies (Murphy et al., 2001c; Webb et al., 1999, 2001). De esta forma se alcanzan cotas del orden de 10^{-5} . La base teórica de este método se fundamenta en la corrección relativista a la energía del electrón más externo:

$$\Delta \sim (Z_n \alpha)^2 |E|^{3/2} \left[\frac{1}{j + 1/2} - C(j, l) \right], \quad (2.21)$$

donde Z_n es la carga nuclear, E es la energía del electrón, j y l son, respectivamente, los momentos angulares total y orbital del electrón, y $C(j, l)$ es la contribución de los efectos de muchos cuerpos (Murphy, 2002). Esta ecuación sugiere dos estrategias para probar la variación de α . En primer lugar, como el efecto depende de Z_n^2 , la comparación entre transiciones de iones livianos y iones pesados nos daría una gran diferencia en la corrección relativista. En segundo lugar, el término $C(j, l)$ empieza a dominar cuando j crece. Como resultado, la corrección a una transición $s - p$ en un ion pesado tendrá signo opuesto a la de una transición $d - p$. Entonces, comparar varias transiciones distintas de especies atómicas livianas y pesadas en simultáneo puede incrementar sustancialmente la sensibilidad a la variación en α .

En los últimos años se han utilizado datos de dos telescopios: el telescopio Keck en Hawai, y el Very Large Telescope (VLT) en Chile. Los resultados obtenidos son, en primera instancia, contradictorios.

Datos del telescopio Keck

Utilizando el método de muchos multipletes, Webb et al. (1999) anunciaron la detección de una variación en el valor de la constante de estructura fina, la cual fue confirmada posteriormente por nuevos datos (Murphy et al., 2001c; Webb et al., 2001). Estos últimos trabajos obtuvieron límites sobre la variación temporal de α ajustando simultáneamente los perfiles de Voigt de las líneas de absorción del MgI, MgII, AlIII, AlIII, SiII, CrII, FeII, NiII y ZnII. Los parámetros libres del ajuste son la densidad columnar, el ancho Doppler y el corrimiento al

2. Principales límites observacionales y experimentales a la variación de la constante de estructura fina y la velocidad de la luz

rojo del sistema de absorción, y se incluye a $\Delta\alpha/\alpha$ como otro parámetro libre. Se analizaron los espectros de 49 sistemas de absorción en 28 quásares obteniendo:

$$\Delta\alpha/\alpha = (-0.70 \pm 0.23) \times 10^{-5}, \quad 0.5 < z < 1.8 \quad (2.22)$$

$$\Delta\alpha/\alpha = (-0.76 \pm 0.28) \times 10^{-5}, \quad 1.8 < z < 3.5 \quad (2.23)$$

Al igual que antes, este promedio se realiza suponiendo que la variación de α es constante en el rango de tiempos considerados.

En un análisis más reciente, Murphy et al. (2004, 2003a) incluyeron 143 sistemas de absorción, y a partir de éstos se obtuvo:

$$\Delta\alpha/\alpha = (-0.54 \pm 0.12) \times 10^{-5}, \quad 0.2 < z < 1.8 \quad (2.24)$$

$$\Delta\alpha/\alpha = (-0.74 \pm 0.17) \times 10^{-5}, \quad 1.8 < z < 4.2. \quad (2.25)$$

Murphy et al. (2001a, 2003b) analizaron los posibles efectos sistemáticos en detalle y encontraron que el resultado no puede ser descripto por ningún efecto sistemático conocido.

Datos del telescopio VLT

Motivados por las observaciones de Webb et al., Srianand et al. (2004) y Chand et al. (2004) analizaron, mediante el método de los muchos multipletes, 23 datos obtenidos con el telescopio VLT obteniendo:

$$\Delta\alpha/\alpha = (-0.06 \pm 0.06) \times 10^{-5}, \quad 0.4 < z < 2.3, \quad (2.26)$$

lo cual es consistente con una variación nula de α , en contradicción con los resultados de Webb y colaboradores.

En un análisis más reciente, utilizando 153 datos de sistemas de absorción obtenidos con el telescopio VLT, Webb et al. (2011a) obtuvieron los siguientes resultados:

$$\Delta\alpha/\alpha = (-0.06 \pm 0.16) \times 10^{-5}, \quad z < 1.8 \quad (2.27)$$

$$\Delta\alpha/\alpha = (+0.61 \pm 0.20) \times 10^{-5}, \quad z > 1.8. \quad (2.28)$$

Como puede verse, para $z > 1.8$ obtuvieron una variación positiva de α , es decir, de signo opuesto a la obtenida con el telescopio Keck.

Webb y colaboradores propusieron que la discrepancia entre los resultados de los telescopios VLT y Keck puede ser resuelta si se considera que la constante de estructura fina varía espacialmente de forma dipolar.

2.6.3. El modelo de dipolo

Se llama modelo de dipolo+monopolo a los primeros dos términos de la expansión de un armónico esférico. La forma más simple de este modelo es:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = B \cos \theta + A, \quad (2.29)$$

siendo $\cos \theta = \vec{r} \cdot \vec{D}$ con \vec{D} la dirección del dipolo y \vec{r} la posición en el cielo del objeto que se está considerando. B es la amplitud angular y A representa un posible corrimiento de $\Delta\alpha/\alpha$ del valor del laboratorio. Si hay una evolución temporal de α , A representa el efecto promedio de la evolución temporal. Si se toma un pequeño intervalo en redshift, A representa el valor de $\Delta\alpha/\alpha$ independiente del ángulo.

Análisis estadístico del modelo de dipolo para los datos del telescopio VLT

Utilizando los datos obtenidos por el telescopio VLT, se han realizado dos análisis estadísticos considerando: i) una variación constante de α , ii) una variación de tipo dipolar con un término monopolar. Los resultados se inclinan por el segundo modelo. Esto sugiere una variación espacial en α (King, 2012). La dirección de máximo crecimiento en α en coordenadas ecuatoriales (*ascensión recta* (RA) y *declinación* (dec)) es RA = (18.3 ± 1.2) hs y dec = $(-62 \pm 13)^\circ$.

Análisis estadístico del modelo de dipolo para los datos del telescopio Keck

En el caso de los datos obtenidos por el telescopio Keck, los resultados favorecen un modelo con una variación de α constante. Sin embargo, puede calcularse la posición de un dipolo. Los parámetros obtenidos son RA = (16.0 ± 2.7) hs, dec = $(-47 \pm 29)^\circ$, B = 0.41×10^{-5} y A = $(-0.465 \pm 0.145) \times 10^{-5}$ (King, 2012).

Análisis estadístico del modelo de dipolo para los datos de VLT y Keck

Considerando los datos de ambos telescopios se obtiene una muestra de 293 datos de espectros de absorción con $0.2 < z < 3.7$. A partir de estas observaciones, se obtienen los siguientes parámetros: RA = (17.3 ± 1.0) hs, dec = $(-61 \pm 10)^\circ$, B = $0.97^{+0.22}_{-0.20} \times 10^{-5}$ y A = $(-0.178 \pm 0.084) \times 10^{-5}$. Si se realiza un análisis estadístico análogo pero para un modelo sin término monopolar, los valores obtenidos son: RA = (17.4 ± 0.9) hs, dec = $(-58 \pm 9)^\circ$ y B = 1.02×10^{-5} .

Cuestiones relevantes:

1. El dipolo es estadísticamente significativo.
2. Los modelos de dipolo ajustados para los datos de los telescopios Keck y VLT producen estimaciones consistentes para la dirección del dipolo. Esto es importante, pues si hubiera efectos sistemáticos operando en cada telescopio es poco probable que estén correlacionados con la posición en el cielo, y aunque lo estén, es aún menos probable que dichos efectos ocurran de forma tal de que se produzcan estimaciones consistentes de la dirección del dipolo con datos de dos telescopios distintos (separados aproximadamente 45° en latitud), y además con una amplitud similar. Ver Figuras 2.2 y 2.3
3. Los datos de los telescopios VLT y de Keck son consistentes en la región ecuatorial del dipolo. Esto quiere decir, que los datos de Keck y VLT no son inconsistentes en la región donde se solapan.

Además, debe considerarse que si el efecto del dipolo fuera causado por casualidad o por efectos sistemáticos, afectaría una determinada combinación de transiciones lo cual llevaría a que el dipolo no ajuste de la misma forma a objetos con bajo y alto redshift. De los resultados de la Tabla 2.3 se desprende que esto no sucede.

En resumen, los datos parecen ser remarcablemente consistentes. El dipolo ajusta tanto las muestras a bajo ($z < 1.6$) y alto ($z > 1.6$) redshift, así como también los datos de Keck y VLT por separado. De acuerdo con Webb y colaboradores, estos resultados son una fuerte evidencia estadística para la variación espacial de la constante de estructura fina. Aunque no puede descartarse que sean consecuencia de un efecto sistemático desconocido o de una combinación de ellos.

2. Principales límites observacionales y experimentales a la variación de la constante de estructura fina y la velocidad de la luz

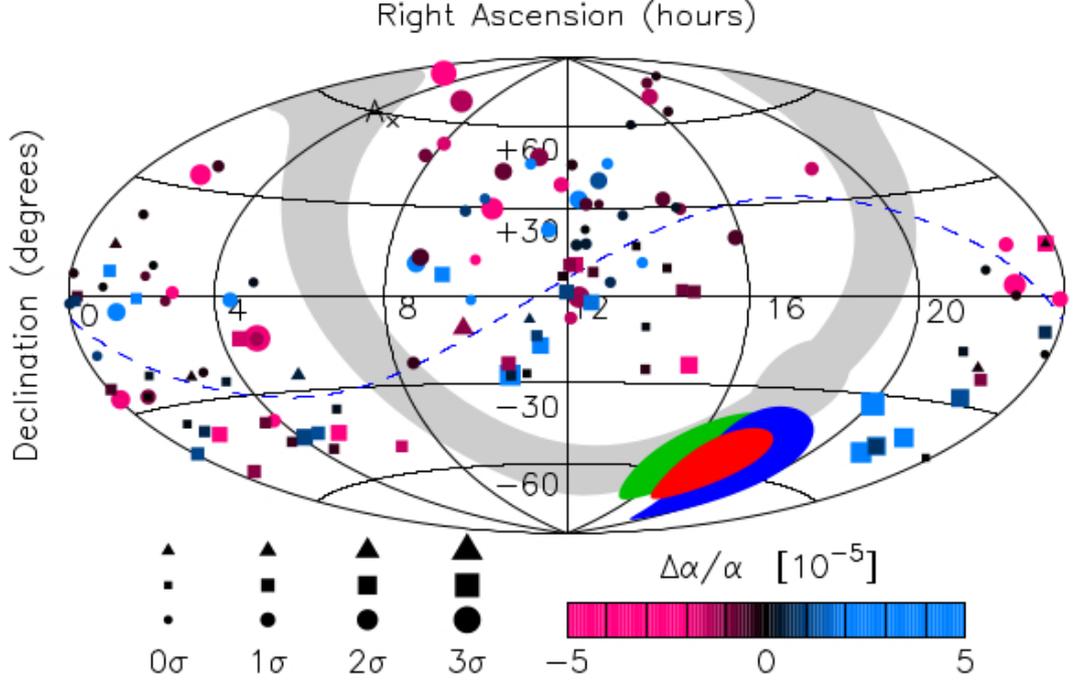


Figura 2.2. Las regiones verde, azul y roja muestran la predicción de los modelos de dipolo correspondientes a los datos de Keck, VLT y Keck+VLT respectivamente. En todos los casos el modelo es de la forma $\Delta\alpha/\alpha = B \cos\theta$. La línea azul punteada representa la región ecuatorial del dipolo. Los círculos indican datos de Keck, los cuadrados de VLT, y los triángulos corresponden a los datos que son comunes a ambas muestras. La escala de color representa la diferencia entre el valor de $\Delta\alpha/\alpha$ y $\Delta\alpha/\alpha = 0$, (King, 2012).

Rango de z_{abs}	$B(10^{-5})$	RA(hs)	dec($^{\circ}$)	$A(10^{-5})$
$z < 1.6$	$0.56^{+0.29}_{-0.18}$	(18.1 ± 1.8)	(-57 ± 22)	(-0.390 ± 0.108)
$z > 1.6$	$1.38^{+0.36}_{-0.26}$	(16.5 ± 1.4)	(-63 ± 11)	(0.097 ± 0.138)

Tabla 2.3. Parámetros del modelo del dipolo.

En esta tesis, se utilizarán los tres modelos de dipolo que se muestran en la tabla 2.4 (King et al., 2012).

Otros modelos de dipolo

King et al. (2012) propusieron otros modelos para el dipolo que incluyen una dependencia con la distancia. Para modelar la dependencia con la distancia directamente, se utiliza la cantidad observable z y se ajusta una relación de tipo ley de potencias:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = Cz^{\beta} \cos\theta + m, \quad (2.30)$$

donde β , C y m son ajustados con los datos de Keck+VLT. Encontraron que para este modelo $RA = 17.5 \pm 1.0$ hs, $dec = (-62 \pm 10)^{\circ}$, $C = 0.81^{+0.28}_{-0.26} \times 10^{-5}$, $m = (-0.184 \pm 0.085) \times 10^{-5}$

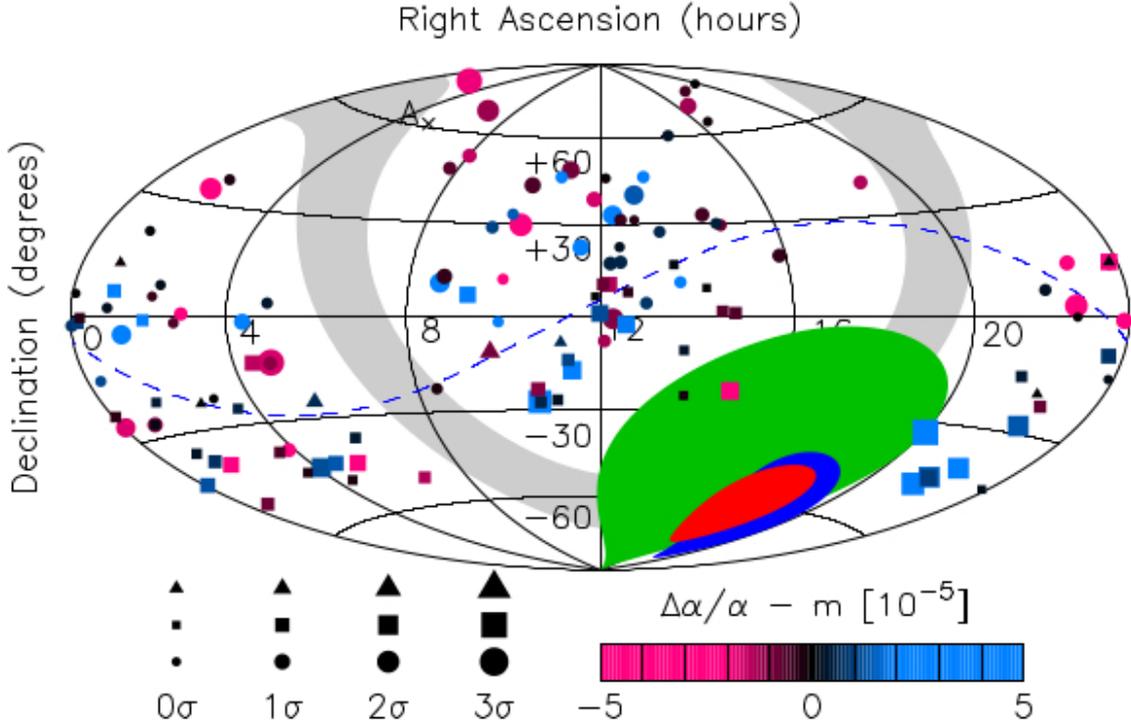


Figura 2.3. Las regiones verde, azul y roja muestran la predicción de los modelos de dipolo correspondientes a los datos de Keck, VLT y Keck+VLT respectivamente. En todos los casos el modelo es de la forma $\Delta\alpha/\alpha = A + B \cos\theta$. La línea azul punteada representa la región ecuatorial del dipolo. Los círculos indican datos de Keck, los cuadrados de VLT, y los triángulos corresponden a los datos que son comunes a ambas muestras. La escala de color representa la diferencia entre el valor de $\Delta\alpha/\alpha$ y $\Delta\alpha/\alpha = 0$, (King, 2012)

Modelo	$A(10^{-5})$	$B(10^{-5})$	RA(hs)	dec(°)
M1Q	0	$0.97^{+0.22}_{-0.20}$	(17.4 ± 1)	(-61 ± 10)
M2Q	-0.177 ± 0.085	$0.97^{+0.22}_{-0.20}$	(17.4 ± 1)	(-61 ± 10)
M3Q	-0.217 ± 0.090	$0.88^{+0.24}_{-0.20}$	(17.4 ± 1)	(-51 ± 11)

Tabla 2.4. Parámetros de los modelos de dipolo que ajustan los datos de Keck y VLT.

y $\beta = 0.46 \pm 0.49$. Se puede ver que este modelo es estadísticamente consistente con $\beta = 0$, lo cual nos lleva a los modelos de dipolo que se han considerado previamente. Sin embargo, podría suceder que $\beta \neq 0$.

Otra alternativa para un modelo de dipolo que dependa de la distancia, es utilizar alguna definición de distancia métrica. Por simplicidad, se puede utilizar $r = ct$, donde c es la velocidad de la luz y t el tiempo al pasado que mide cuánto tiempo ha estado viajando la luz desde el momento en que salió de la fuente:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = Br \cos\theta + m. \quad (2.31)$$

2. Principales límites observacionales y experimentales a la variación de la constante de estructura fina y la velocidad de la luz

Utilizando el modelo estándar Λ CDM con los parámetros dados por el WMAP5 ($H_0 = 70.5 \text{kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.2736$ y $\Omega_\Lambda = 0.726$), obtuvieron $B = (1.1 \pm 0.2) \times 10^{-6} \text{GLyr}^{-1}$, $RA = 17.5 \pm 1.0 \text{hs}$, $\text{dec} = (-62 \pm 10)^\circ$ y $m = (-0.187 \pm 0.084) \times 10^{-5}$.

Estos modelos fueron estudiados por Berengut et al. (2012).

2.6.4. ¿Es la variación de α consistente con las cotas experimentales?

Murphy et al. (2003a) encontraron para los datos de Keck, que si uno asume que la tasa de cambio en α es constante en el tiempo, entonces $\dot{\alpha}/\alpha = (6.40 \pm 1.35) \times 10^{-16} \text{yr}^{-1}$, lo cual entra en conflicto con la cota dada por el reloj atómico (Rosenband et al., 2008) ($\dot{\alpha}/\alpha = (-5.3 \pm 7.9) \times 10^{-16} \text{yr}^{-1}$) por un orden de magnitud. Esta discrepancia podría explicarse a través de una variación espacial de α . Berengut & Flambaum (2010) compararon los resultados obtenidos a través de los espectros de cuásares con el resto de los experimentos locales y astronómicos y encontraron que son consistentes.

Los resultados obtenidos a partir de los datos del telescopio Keck y los que se obtienen de los relojes atómicos parecen ser inconsistentes. Sin embargo, hay que considerar que esta discrepancia podría estar indicándonos que en la actualidad no hay una variación temporal de α pero que dicha constante podría haber sufrido una variación en una escala temporal cosmológica. Esto se debe a que los relojes atómicos testean una variación actual de α mientras que en el caso de los cuásares se analiza la variación para un rango de redshift $0.2 < z < 3.7$.

Por otra parte, Landau & Simeone (2008) analizaron los datos obtenidos con el método de muchos multipletes hasta ese momento (Chand et al., 2004; Murphy et al., 2004, 2003a, 2001c; Srianand et al., 2004; Webb et al., 1999, 2001) a partir de la construcción de un método estadístico que agrupa los datos observacionales a comparar por rango de redshift. Ellos concluyeron que los resultados calculados a partir del valor medio en un amplio rango de redshift, están en desacuerdo con los obtenidos considerando intervalos más cortos. Luego, Kraisselburd et al. (2013) ampliaron el análisis introduciendo una modificación al método anterior para poder estudiar también la variación espacial de α propuesta por Webb y colaboradores. De los resultados que obtuvieron se deriva que si bien al analizar los datos agrupándolos por posición angular se muestra coherencia en la mayor parte de los intervalos analizados; en todos los casos, el alto valor del parámetro estadístico (β) de cometer un error tipo II indica la imperiosa necesidad de más datos para obtener conclusiones realmente contundentes. Además, propusieron otra herramienta estadística para estudiar la discrepancia entre los datos de diferentes grupos científicos calculando la cantidad de datos de cada grupo que se encuentran dentro de la distribución gaussiana correspondiente a diferentes modelos de variación de α . De este análisis se concluye que con los datos actuales no es posible distinguir entre una variación de α que no depende del espacio y una variación espacial de tipo dipolo. Se necesita mayor cantidad de datos para poder sacar conclusiones sobre este tipo de variación de α .

2.7. Límites experimentales a la variación de c

La relación entre la violación de la conservación de la carga (Q) y la posible variación temporal de la velocidad de la luz, ha sido analizada con detalle por Landau et al. (2001b) utilizando la cuadridivergencia de la cuadricorriente de las ecuaciones de Maxwell. A partir de dicho análisis encontraron la relación:

$$\frac{\dot{Q}}{Q} = \frac{\dot{c}}{c}. \quad (2.32)$$

Esta relación permite establecer límites muy estrictos para teorías donde la velocidad

de la luz c es variable en el tiempo, a partir de experimentos que estudian violaciones a la conservación de la carga.

Existen dos tipos de teorías donde se supone una velocidad de la luz variable:

1. Teorías donde la variación temporal cosmológica ocurre para todo tiempo (Barrow, 1999).
2. Teorías donde la variación temporal cosmológica ocurre solamente en el Universo temprano (Albrecht & Magueijo, 1999).

Este trabajo está enfocado en los límites experimentales que se obtienen para el primero de estos grupos. Si en este tipo de teorías se supone que la carga del electrón e_0 es constante, la violación a la conservación de la carga debe provenir de procesos donde la modificación de la cantidad de carga total se produce de forma discontinua. Como lo son la desaparición de electrones o la transformación de neutrones en protones. Existen experimentos que testean este tipo de fenómenos, algunos de ellos son:

- Detectores de neutrinos solares que permiten establecer límites sobre el decaimiento no conservativo del Galio: ${}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge}$ (Norman et al., 1996).
- Decaimiento no conservativo del electrón mediante la emisión de un rayo γ de 255KeV: $e^- \rightarrow \gamma + \nu_e$ (Aharonov et al., 1995).
- Decaimiento no conservativo de electrón mediante la emisión espontánea de rayos X : $e^- \rightarrow \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e$ (Aharonov et al., 1995).

En la Tabla 2.5 se muestran los resultados obtenidos por estos experimentos.

Proceso	$ \dot{Q}/Q (\text{años}^{-1})$	Referencia
${}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge}$	$\leq 2.9 \times 10^{-27}$	Norman et al. (1996)
$e^- \rightarrow \gamma + \nu_e$	$\leq 4.8 \times 10^{-26}$	Aharonov et al. (1995)
$e^- \rightarrow \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e$	$\leq 3.8 \times 10^{-24}$	Aharonov et al. (1995)

Tabla 2.5. Límites experimentales a la conservación de la carga.

Por lo tanto, de la Ec. 2.32 y de los límites experimentales de la Tabla 2.5 se pueden establecer límites muy estrictos para la variación de la velocidad de la luz en la actualidad.

Capítulo 3

Supernovas tipo Ia y su relación con las constantes fundamentales

3.1. Supernovas Tipo Ia

3.1.1. Introducción

Una supernova es una explosión estelar extremadamente luminosa. Las supernovas son clasificadas como tipo Ia, Ib, Ic y II en la clasificación espectral usual. Las supernovas tipo Ia (SNIa) son aquellas que carecen de líneas de hidrógeno y de helio en sus espectros ópticos y presentan, en cambio, una línea de absorción de silicio (Wheeler & Harkness, 1990). Las SNIa son el tipo más luminoso: llegan a ser más brillantes que las galaxias en las que se encuentran. Tanto las propiedades espectrales como las magnitudes absolutas y la forma de las curvas de luz de las SNIa son increíblemente homogéneas. Debido a estas características, las SNIa han sido utilizadas como candelas estándar ¹ para restringir los parámetros cosmológicos (Perlmutter et al., 1999; Riess et al., 1998).

3.1.2. Características de las supernovas tipo Ia

Curva de luz

Las SNIa tienen una curva de luz característica cuya forma puede ser entendida en términos de la captura y termalización de los productos de la desintegración radiactiva del ⁵⁶Ni y el ⁵⁶Co: los rayos gama y los positrones liberados durante el decaimiento radiactivo hacen brillar la materia eyectada por la explosión de la estrella progenitora permitiéndonos observarla en el óptico. En el máximo de emisión se concentra la luz emitida por el ⁵⁶Ni. Éste va decayendo por radioactividad a ⁵⁶Co, también radiactivo. La emisión de luz pasa a ser dominada por el cobalto, cuyos fotones de alta energía suavizan la curva de decrecimiento de la luminosidad (Fig. 3.1). La curva termina con la conversión de todo el cobalto a ⁵⁶Fe.

Las SNIa llegan a su máximo de luminosidad en aproximadamente 20 días (Riess et al., 1999), alcanzando una magnitud bolométrica absoluta:

$$M_B \approx -19.30 \pm 0.03 + 5 \log(H_0/60), \quad (3.1)$$

que depende de la constante de Hubble actual H_0 y con una dispersión $\sigma_M \leq 0.3$ (Hamuy et al., 1996). Se puede inferir que el brillo máximo de las SNIa es bastante uniforme. Además,

¹Se llama candela estándar a cualquier tipo de objeto astronómico cuyo brillo intrínseco es conocido y puede ser identificado a grandes distancias.

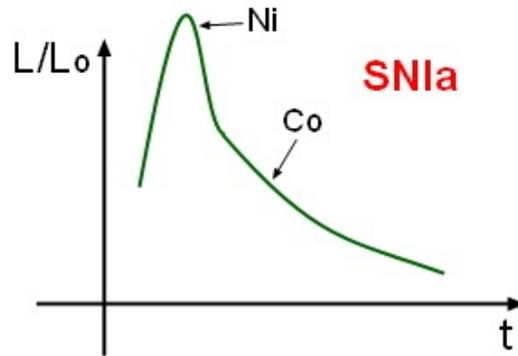


Figura 3.1. Curva de luz esquemática de una supernova tipo Ia. En la figura se muestra a que elemento corresponde la luminosidad observada.

se ha encontrado que existe una relación entre el pico máximo de luminosidad de la SNIa y la tasa de decrecimiento de la luminosidad luego de ese máximo (Fig. 3.2). Debido a esta relación, puede usarse un parámetro de ajuste que permite tener una muestra aún más homogénea.

Espectro electromagnético

Los espectros de las SNIa son esencialmente iguales, indicando las mismas densidades elementales, estados de excitación y velocidades. Cerca del momento de luminosidad máxima, los espectros de las SNIa contienen líneas de elementos de masa intermedia que van desde el oxígeno hasta el calcio y que fueron expulsados a velocidades mayores a 10000 km/s, lo cual indica que las capas más externas de la eyección están principalmente compuestas por estos elementos de masa intermedia. Durante el primer mes después del máximo, el espectro presenta una absorción característica debida al silicio ionizado (Fig. 3.3). Meses después de la explosión, estos elementos se han hecho totalmente transparentes y la luz que domina es la que proviene de los elementos más pesados procedentes del núcleo. Al final, el espectro pasa a estar dominado por las líneas de absorción de los primeros estados ionizados del hierro, cuya formación es debida al decaimiento del ^{56}Co .

Como ya se ha mencionado, las SNIa se caracterizan por no presentar líneas de emisión de hidrógeno. Esto implica que la atmósfera de la estrella progenitora no debe contener más de $0.1M_{\odot}$ de dicho elemento.

Las velocidades medias de la eyección, inferidas de los espectros, son de aproximadamente 5000 km/s y las velocidades máximas exceden los 20000 km/s, lo cual es consistente con la fusión de aproximadamente $1M_{\odot}$ de carbono y oxígeno en elementos del grupo del hierro o elementos de masas intermedias como el calcio y el silicio (Hillebrandt & Niemeyer, 2000).

Modelo de explosión

Al contrario que otras supernovas, las SNIa se encuentran en todo tipo de galaxias y no muestran una preferencia obvia por regiones de formación estelar. Esto, sumado a las uniformidades en sus curvas de luz y espectros, sugieren que todas las SNIa deben tener el mismo mecanismo de explosión.

Un escenario posible, que trata de explicar las causas de las similitudes de las SNIa, es que éstas sean el resultado de la detonación termonuclear de una enana blanca de carbono-oxígeno (Hoyle & Fowler, 1960) que ha acreetado suficiente materia de una estrella compañera, generalmente una gigante roja, hasta acercarse a la masa de Chandrasekhar (ver Sec. 3.2)

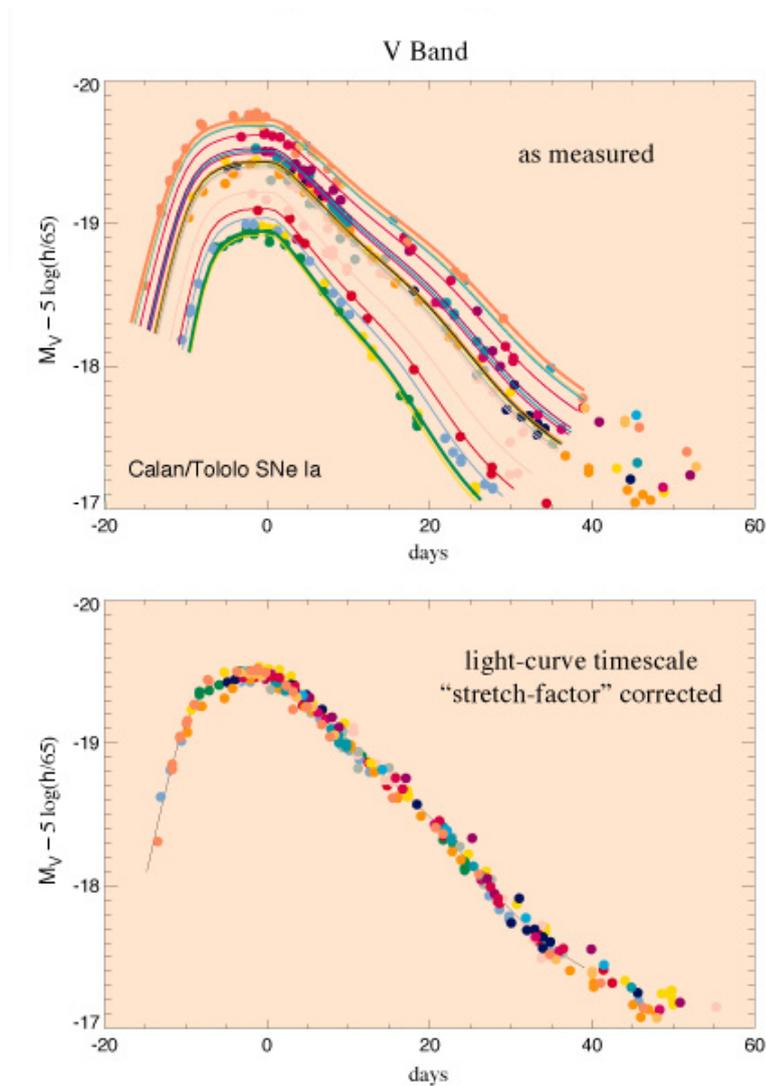


Figura 3.2. Curvas de luz de supernovas tipo Ia. En el panel superior están graficados los datos de luminosidad de las supernovas tal como se observan, mientras que en el panel inferior se ve un ajuste de acuerdo a la evolución del brillo después del máximo. El brillo de las supernovas que alcanzan una luminosidad máxima mayor, decae más lento luego del máximo (Perlmutter et al., 1997); <http://supernova.lbl.gov/>.

(Wheeler & Harkness, 1990; Woosley & Weaver, 1986). Esto puede suceder en sistemas estelares binarios muy cercanos. Los modelos suponen que ambas estrellas deben tener la misma edad y una masa semejante. Aquella que sea ligeramente más masiva, evoluciona primero alcanzando el estadio de enana blanca mientras que la otra se encuentra en la etapa de gigante roja con sus capas exteriores muy expandidas. Esta envoltura, básicamente de hidrógeno y helio, que está poco cohesionada gravitatoriamente, puede invadir el lóbulo de Roche de la enana blanca y ser atraída por ésta depositándose en su superficie.

El material debe depositarse con suficiente rapidez como para que no se encienda la capa superficial de hidrógeno ². Si el ritmo de acreción es el adecuado, material rico en hidrógeno y helio es acumulado en la superficie de la enana blanca y es quemado en carbono y oxígeno en condiciones de equilibrio hidrostático, aumentando la masa de la estrella. Cerca del límite

²Si esto ocurre, el fenómeno se conoce como nova.

3. Supernovas tipo Ia y su relación con las constantes fundamentales

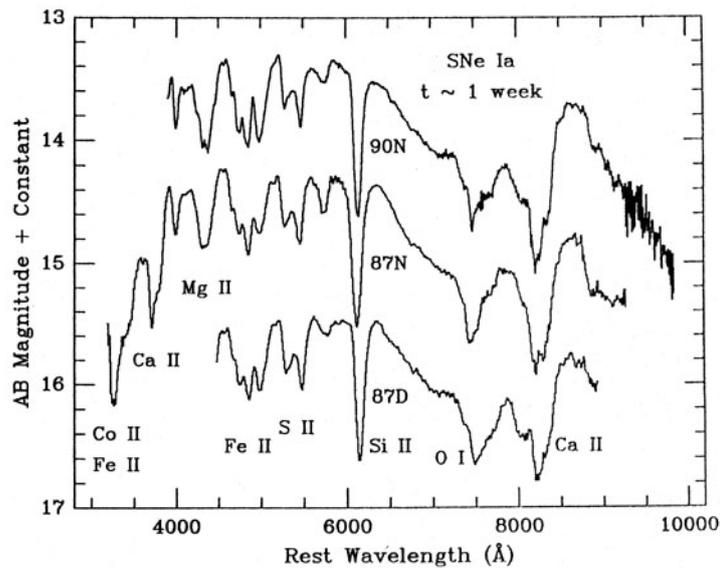


Figura 3.3. Espectro de tres SNIa una semana después del máximo de luminosidad; http://ned.ipac.caltech.edu/level5/Branch2/Branch2_2.html.

de Chandrasekhar, la densidad central alcanza valores sobre los 10^9 g/cm^3 y la fusión de carbono comienza. La estrella atraviesa un período de siglos en el que quema carbono de forma estable en el núcleo convectivo. La quema se mantiene no explosiva, debido a que el transporte convectivo lleva la energía liberada en las reacciones nucleares hacia las capas exteriores de la enana blanca. Debido al gradual aumento de la temperatura en la estrella como resultado la quema nuclear, se producen pequeñas fluctuaciones en la temperatura cerca del núcleo que llevan a las condiciones necesarias para comenzar una reacción termonuclear inestable, un frente de quema. Una vez iniciado, el frente de quema se propaga desde el centro de la enana blanca convirtiendo el C+O en elementos más pesados. A su vez, el poco hidrógeno de la superficie se ioniza rápidamente, volviéndose transparente e indetectable en los espectros electromagnéticos.

Debido a la extrema sensibilidad de la quema de carbono con la temperatura y a la alta conductividad de los electrones degenerados, la quema avanza en finos frentes que son llamados *llamas* en analogía con la combustión química terrestre. Considerando lo angosto que es el frente de combustión en comparación con el tamaño de la enana blanca, se lo puede aproximar como una discontinuidad que separa el material quemado del combustible. En esta aproximación de discontinuidad, dos modelos de propagación de la llama son aceptados: en el modelo de *deflagración subsónica* la llama es transportada por conducción térmica, mientras que en el modelo de *detonación supersónica* es conducida por una onda de choque. La forma en que se propaga la energía de la explosión en el interior de la enana es aún objeto de debate.

Durante la explosión de la enana blanca se quema, en cuestión de segundos, una cantidad de carbono que a una estrella normal le llevaría siglos quemar. Esta enorme cantidad de energía liberada destruye a la estrella, expulsando toda su masa a velocidades de alrededor de los 10.000 km/s. La energía liberada en la explosión también causa un aumento extremo en la luminosidad, emitiendo alrededor de 10^{51} erg. Normalmente no quedan rastros de la estrella que originó el cataclismo, sino sólo restos de gas y polvo sobrecalentados en rápida expansión.

Este modelo, explica tanto el espectro como la curva de luz de las SNIa.

La masa de ^{56}Ni y la homogeneidad del pico de luminosidad

Las curvas de luz observadas de las SNIa pueden ser obtenidas asumiendo simplemente que unos pocos décimos de masas solares de ^{56}Ni es producido durante la explosión. La homogeneidad del pico de luminosidad es debido a que la masa de níquel producida es casi siempre la misma.

Una aproximada pero útil regla fue tempranamente provista por Arnett en 1982. Éste, predijo que el máximo de luminosidad de las SNIa es igual a la luminosidad de decaimiento del níquel y el cobalto. En este caso, el máximo de luminosidad puede ser expresado en términos de la masa de níquel expulsada y el tiempo que tarda la supernova en alcanzar dicho máximo. Debido a las incertezas en la física de la explosión, la masa de níquel expulsada no puede ser predicha con precisión por la teoría. Sin embargo, se pueden encontrar límites a dicha masa utilizando las curvas de luz y los espectros de las SNIa. Los corrimientos por efecto doppler en el espectro y la tasa de decaimiento de la curva de luz restringen la energía cinética de la explosión. Suponiendo que la enana blanca explota completamente, la energía de fusión nuclear debe ser la suma de la energía cinética y la energía de ligadura de la enana blanca en el estado inmediatamente anterior a la explosión. Teniendo en cuenta la fracción de la energía nuclear que proviene de la sintetización de isótopos distintos del ^{56}Ni , se ha concluido que la masa de níquel debe estar en el rango de $0.4 - 1.4M_{\odot}$ con un valor más probable de $0.6M_{\odot}$.

Evidentemente, las estrellas progenitoras son lo suficientemente homogéneas como para producir bombas termonucleares prácticamente iguales que generan aproximadamente la misma masa de ^{56}Ni . Sin embargo, aún teniendo en cuenta la relación entre el pico de luminosidad y la tasa de decaimiento luego del máximo, las SNIa siguen presentando una leve dispersión en sus luminosidades máximas. Dado que el níquel es la principal fuente de energía de la curva de luz, que el máximo de luminosidad varíe implica que la masa de níquel debe variar. De hecho, la correlación entre el brillo absoluto y el decaimiento post máximo puede ser entendido en términos de la producción de la masa de níquel en la región central. Si poco ^{56}Ni es producido, la envoltura se mantiene más fría, por lo tanto la fotosfera se expande más rápido y el decaimiento de la luminosidad luego del máximo es más rápido (Höflich et al., 1996). En cambio, si se incrementa la masa de ^{56}Ni , resulta que la temperatura de la eyección aumenta, llevando la materia expulsada a estados de ionización más altos. Cuanto más ionizado esté el material, menor será su opacidad y esto reducirá la tasa de fluorescencia. En consecuencia, la curva de luz disminuye más lentamente (Meikle, 2002).

¿Por qué hay distintos rangos de masa de níquel? Höflich et al. (1998) y Umeda et al. (1999) han sugerido que un factor clave en la determinación de la masa de níquel producida es la tasa C/O en la enana blanca progenitora justo antes de la explosión. Esto está vinculado con la propagación de la quema y la transición de la deflagración a la detonación, cuestiones que aún no son del todo entendidas. Sin embargo, los modelos de explosión sugieren que una tasa de C/O mayor lleva a una masa mayor de ^{56}Ni , y por lo tanto a luminosidades mayores. La diversidad puede ser también atribuida a la historia y la naturaleza de la enana blanca previa a la explosión, a la metalicidad del ambiente y/o a la física de la quema nuclear durante el evento. Sin embargo, no puede excluirse que algunas de las SNIa puedan tener un origen diferente.

En este trabajo, se consideran solamente las SNIa *normales*. Es decir, aquellas cuya curva de luz tiene una luminosidad máxima conocida. Si se utiliza este criterio, las SNIa son el mejor indicador primario de distancia conocido.

3.2. La dependencia de las SNIa con α , \hbar y c

A continuación se comentan las características más importantes de trabajos previos que estudian el efecto de una posible variación de α en la luminosidades observadas de SNIa. Mariano & Perivolaropoulos (2012) asumieron una distribución tipo dipolar para realizar un análisis estadístico con las luminosidades de las supernovas pero sin analizar la dependencia con α de las cantidades físicas involucradas en la explosión. Obtuvieron una dirección privilegiada para las coordenadas del dipolo y compararon dicha dirección con la que obtuvieron Webb y colaboradores utilizando datos de absorción de los quásares. No encontraron coincidencia en la dirección de ambos dipolos. Mariano & Perivolaropoulos emplearon los datos de distancias luminosas compilados por Union 2 (Amanullah et al., 2010; Suzuki et al., 2012) y obtuvieron una dirección preferencial dada por $AR=(14.6 \pm 3.1)\text{hs}$ y $\text{dec}=(-76.3 \pm 17.7)^\circ$. Más recientemente, Yang et al. (2014) buscaron una dirección preferencial usando los datos de Union 2.1 y encontraron una dirección preferencial que puede ser bien aproximada por un dipolo ($AR=(13.9 \pm 3.5)\text{hs}$ y $\text{dec}=(-76.4 \pm 13.9)^\circ$), pero sin atribuirlo a la posible variación de α .

Desde el punto de vista teórico, Chiba & Kohri (2003) analizaron la dependencia de la opacidad media de la fotósfera en expansión con la constante de estructura fina.

En este trabajo, se sigue el análisis realizado por Chiba & Kohri (2003), pero considerando no sólo la dependencia de la opacidad de la atmósfera con la constante de estructura fina, sino también la relación entre α y la energía liberada durante la explosión de supernova. Además, se lleva a cabo un análisis similar para el caso de la variación de la velocidad de la luz c y la variación de $\beta = \hbar c$ considerando la dependencia de la masa límite de Chandrasekhar con dichas constantes.

La originalidad de este trabajo reside en utilizar la dependencia de la masa límite de Chandrasekhar, de la energía liberada durante la explosión de supernova y de la opacidad de la atmósfera en expansión, con las constantes fundamentales α , c y \hbar . Conociendo esta dependencia, es posible calcular cómo una pequeña variación en dichas constantes afecta a la luminosidad de la SNIa.

3.2.1. La masa límite de Chandrasekhar

En astrofísica, el límite de Chandrasekhar es el límite de masa más allá del cual la degeneración de electrones no es capaz de contrarrestar la fuerza de gravedad en un remanente estelar, produciéndose un colapso que origina una estrella de neutrones o un agujero negro. Este límite equivale a aproximadamente $1.44M_\odot$, y es la masa máxima posible de una enana blanca. Si ésta superase el límite de Chandrasekhar, colapsaría. Esta masa límite puede expresarse como:

$$M_{Ch} = \frac{w_3^0 \sqrt{3\pi}}{2} \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{3/2} \frac{1}{(\mu_e m_H)^2}, \quad (3.2)$$

donde μ_e es el peso molecular por electrón, m_H la masa del átomo de hidrogeno, w_3^0 una constante, G la constante de gravitación universal, \hbar la constante de Planck reducida y c la velocidad de la luz en el vacío.

Como ya se ha mencionado, la homogeneidad de la curva de luz de las SNIa es esencialmente debida a la homogeneidad de la masa de níquel producida durante la explosión de supernova ($M_{Ni} \sim 0.6M_\odot$), y esta está principalmente determinada por el valor de la masa

límite de Chandrasekhar. Esta masa límite puede reescribirse en términos de $\beta = \hbar c$:

$$M_{Ch} \propto \left(\frac{\beta}{G}\right)^{\frac{3}{2}}, \quad (3.3)$$

Por lo tanto, la masa de níquel sintetizada durante la explosión termonuclear depende tanto de c como de β . Si alguna de estas constantes variara, también lo hará la masa de níquel, y en consecuencia, variará el pico de luminosidad bolométrica de la explosión de supernova y la correspondiente distancia inferida.

Una pequeña variación en c resulta en una variación en la masa de Chandrasekhar:

$$\frac{\delta M_{Ch}}{M_{Ch}} = \frac{3}{2} \frac{\delta c}{c}. \quad (3.4)$$

Análogamente, una variación en β resulta en una variación de la masa de Chandrasekhar:

$$\frac{\delta M_{Ch}}{M_{Ch}} = \frac{3}{2} \frac{\delta \beta}{\beta}. \quad (3.5)$$

Por otro lado, un cambio en α produce una modificación en la masa del hidrógeno debida a la dependencia de dicha constante con las correcciones electromagnéticas radiativas. Esto se traduce en una variación de la masa de Chandrasekhar.

De acuerdo con Dvali & Zaldarriaga (2002), si se desprecia la masa del electrón, la corrección radiativa puede escribirse como:

$$m_p^c = m_p + 0.63 \frac{\alpha}{\alpha_0} \text{MeV}, \quad (3.6)$$

con $m_p = 938 \text{MeV}$ la masa del protón y $\alpha_0 = 1/137$ el valor de la constante de estructura fina actual. Por lo tanto:

$$\frac{\delta m_p}{\delta \alpha} = \frac{0.63}{\alpha_0} \text{MeV} = 86.31 \text{MeV}. \quad (3.7)$$

Como $M_{Ch} \sim m_H^{-2}$, se encuentra que:

$$\frac{\delta M_{Ch}}{M_{Ch}} = -2 \frac{\delta m_p}{m_p} = -2 \frac{\delta m_p}{\delta \alpha} \frac{\delta \alpha}{m_p} = -2 \left. \frac{\delta m_p}{\delta \alpha} \right|_{\alpha=\alpha_0} \frac{\alpha_0}{m_p} \frac{\delta \alpha}{\alpha}. \quad (3.8)$$

Usando la Ec. (3.7) y teniendo en cuenta que $\alpha_0/m_p = 7.7 \times 10^{-6}$, finalmente se obtiene:

$$\frac{\delta M_{Ch}}{M_{Ch}} = -1.3 \times 10^{-3} \frac{\delta \alpha}{\alpha} \quad (3.9)$$

Esta contribución es despreciable.

En cuanto a la corrección radiativa de la energía de ligadura nuclear tenemos que (Dvali & Zaldarriaga, 2002):

$$m_H^c = m_H - 0.697 \frac{\alpha}{\alpha_0}. \quad (3.10)$$

Realizando el procedimiento anterior, se obtiene que:

$$\frac{\delta M_{Ch}}{M_{Ch}} = 1.4 \times 10^{-3} \frac{\delta \alpha}{\alpha}. \quad (3.11)$$

Esta contribución también es despreciable.

3.2.2. Energía liberada durante la explosión

La energía liberada durante la explosión de supernova corresponde principalmente a la diferencia entre las energías de ligadura del níquel y el cobalto. Si se tiene en cuenta sólo el término coulombiano:

$$E = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} \frac{Z^2}{A^{1/3}}, \quad (3.12)$$

donde Z es el número de protones, A el número de protones más neutrones, e la carga del electrón y r_0 una constante empírica.

Esta expresión puede reescribirse en términos de la constante de estructura fina α como:

$$E = \frac{3}{5} \frac{\alpha \hbar c}{r_0} \frac{Z^2}{A^{1/3}}, \quad (3.13)$$

y por lo tanto

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{\delta \alpha}{\alpha}. \quad (3.14)$$

3.2.3. Opacidad de la atmósfera en expansión

La forma de la curva de luz de las SNIa depende esencialmente del hecho de que los fotones ópticos, emitidos durante la termalización de los rayos gama y los positrones, no escapan inmediatamente de la supernova. Estos fotones se propagan por el material eyectado que es ópticamente grueso interactuando con los electrones libres hasta que su frecuencia es corrida hacia una región del espectro donde la opacidad es baja y pueden escapar. Dado que a los fotones les toma un tiempo finito escapar de la supernova, el máximo de luminosidad ocurrirá cuando la tasa de deposición de la radiación y la de emisión en el óptico sean iguales. Por lo tanto, el pico de luminosidad de las SNIa depende de la opacidad de la fotosfera en expansión. Anteriormente se mencionó que, al contrario de lo que sucede con otros objetos astrofísicos, las SNIa no contienen hidrógeno. Debido a esto, la opacidad está dominada por el scattering de electrones en el óptico, que a su vez depende con precisión del valor de la constante de estructura fina. Un decrecimiento en la opacidad reduce el tiempo de difusión, permitiendo que la radiación atrapada escape más rápido, resultando en un incremento de la luminosidad.

La opacidad debida al scattering de electrones puede escribirse como:

$$\kappa = \frac{n_e}{\rho} \sigma_{Th} \quad (3.15)$$

donde n_e es el número de electrones, ρ la densidad y σ_{Th} la sección eficaz de Thomson que está dada por:

$$\sigma_{Th} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2, \quad (3.16)$$

con m la masa del electrón, e la carga del electrón y c la velocidad de la luz. Esta ecuación puede escribirse en función de α como:

$$\sigma_{Th} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\alpha \hbar}{mc} \right)^2. \quad (3.17)$$

Por lo tanto, una pequeña variación de α produce una variación en la opacidad de la forma

$$\frac{\delta\kappa}{\kappa} = 2\frac{\delta\alpha}{\alpha}. \quad (3.18)$$

A su vez, puede verse de la Ec. 3.16 que una pequeña variación en la velocidad de la luz c implica una variación en la opacidad de la forma

$$\frac{\delta\kappa}{\kappa} = -4\frac{\delta c}{c}. \quad (3.19)$$

En la Tabla 3.1, se encuentra un resumen de las dependencias de las constantes fundamentales consideradas en cada uno de los modelos fenomenológicos de esta tesis con las cantidades físicas relevantes en la explosión de las SNIa.

	$\frac{\delta M_{\text{Ch}}}{M_{\text{Ch}}}$	$\frac{\delta E}{E}$	$\frac{\delta\kappa}{\kappa}$
Modelo de variación de α	0	$\frac{\delta\alpha}{\alpha}$	$2\frac{\delta\alpha}{\alpha}$
Modelo de variación de c	$\frac{3}{2}\frac{\delta c}{c}$	0	$-4\frac{\delta c}{c}$
Modelo de variación de β	$\frac{3}{2}\frac{\delta\beta}{\beta}$	0	0

Tabla 3.1. Relación de la variación de las cantidades físicas involucradas en la explosión de supernova, con la variación de los parámetros considerados en los tres modelos fenomenológicos que se proponen en este trabajo.

3.2.4. El pico de luminosidad de las SNIa y su relación con α , c y β

La dependencia del pico de magnitud bolométrica de la supernova con α puede ser obtenida usando argumentos analíticos muy simples. Para estudiar esta dependencia, se sigue el análisis realizado por Chiba & Kohri (2003) agregando la dependencia de la masa de Chandrasekhar y de la energía liberada durante la explosión con las constantes fundamentales.

La energía depositada por la cadena de decaimiento $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ dentro de la fotosfera de la supernova en explosión es:

$$F(t) = M_{\text{Ni}}q(t) \quad (3.20)$$

donde M_{Ni} es la masa del ^{56}Ni en gramos ($\sim 0.6M_{\odot} \sim 1.2 \times 10^33\text{gr}$) (Nomoto et al., 1984; Thielemann et al., 1986) y $q(t)$ está dada por

$$q(t) = \left[S_{\text{Ni}}^{\gamma} e^{-t/\tau_{\text{Ni}}} + S_{\text{Co}}^{\gamma} \left(e^{-t/\tau_{\text{Co}}} - e^{-t/\tau_{\text{Ni}}} \right) \right] f_{\text{dep}}^{\gamma}(t) + S_{\text{Co}}^{\beta} \left(e^{-t/\tau_{\text{Co}}} - e^{-t/\tau_{\text{Ni}}} \right), \quad (3.21)$$

siendo

3. Supernovas tipo Ia y su relación con las constantes fundamentales

$$S_{\text{Ni}}^{\gamma} = 4.03 \times 10^{10} \text{ergs}^{-1} (\tau_{\text{Ni}}/8.51 \text{días})^{-1} \quad (3.22)$$

$$S_{\text{Co}}^{\gamma} = 6.78 \times 10^9 \text{ergs}^{-1} (\tau_{\text{Co}}/111.5 \text{días})^{-1} \quad (3.23)$$

$$S_{\text{Co}}^{\beta} = 0.232 \times 10^9 \text{ergs}^{-1} (\tau_{\text{Co}}/111.5 \text{días})^{-1} \quad (3.24)$$

las energías involucradas en los decaimientos. La vida media del ^{56}Ni ($\tau_{\text{Ni}} = 8.51$ días) y el ^{56}Co ($\tau_{\text{Co}} = 111.5$ días) es determinada por la interacción débil.

Existe una dependencia de la vida media del ^{56}Ni y el ^{56}Co con α . Esto es debido a la distorsión de la función de onda del electrón en el campo coulombiano de $Z + 1$ cargas. Por lo general, la fuente de corrección más grande en la vida media proviene de la inclusión de ondas de tipo p en la expansión radial del electrón. Mientras que la corrección coulombiana es varios ordenes de magnitud menor y por lo tanto puede despreciarse (Miller & Spencer, 1976).³

La función de deposición de los rayos gama puede ser bien aproximada por la siguiente expresión: (Colgate et al., 1980)

$$f_{\text{dep}}^{\gamma} = G(\tau) \left[1 + 2G(\tau)(1 - G(\tau)) \left(1 - \frac{3}{4}G(\tau) \right) \right], \quad (3.25)$$

con

$$G(\tau) = \frac{\tau}{\tau + 1.6}, \quad (3.26)$$

donde $\tau = \tau(t)$ es la profundidad óptica.

El pico de luminosidad de la curva de luz óptica es esencialmente proporcional al valor de $F(t)$ al tiempo t_{pico} , que es cuando la escala de tiempo de expansión es igual a la de difusión: $L_{\text{pico}} \sim F(t = t_{\text{pico}})$ con $t_{\text{pico}} \sim t_{\text{exp}} \sim t_{\text{dif}}$.

El tiempo de escala de expansión es obtenido a partir de la velocidad del material eyectado v y del radio de la supernova R :

$$t_{\text{exp}} = R/v. \quad (3.27)$$

A su vez, la velocidad puede derivarse de la energía total de la explosión, obteniendo:

$$v = \sqrt{\frac{2E}{M_{\text{Ch}}}}. \quad (3.28)$$

La energía es aproximadamente 10^{51} erg y se debe a la diferencia entre las energías de ligadura del ^{56}Ni y el C.

El tiempo de escala de difusión está dado por

$$t_{\text{dif}} = \frac{\kappa \rho R^2}{c}, \quad (3.29)$$

donde $\kappa \simeq 0.1 \text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ es la opacidad media, ρ la densidad de materia, y R el radio.

Si se sustituye el valor de ρ por su valor típico

$$\rho = \frac{3M_{\text{Ch}}}{4\pi R^3}, \quad (3.30)$$

se obtiene

³Comunicación privada con el Dr. O. Civitaressé

$$t_{\text{dif}} = \frac{3\kappa M_{\text{Ch}}}{4\pi c R} = \frac{3\kappa M_{\text{Ch}}}{4\pi c v t_{\text{exp}}}. \quad (3.31)$$

Considerando que a t_{pico} el tiempo de escala de difusión y de expansión son iguales, y reemplazando v en función de la energía, se obtiene:

$$t_{\text{pico}} = \left(\frac{3\kappa}{4\sqrt{2}\pi c} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{\text{Ch}}^3}{E} \right)^{1/4}. \quad (3.32)$$

La variación de la luminosidad pico estará dada por:

$$\frac{\delta L_{\text{pico}}}{L_{\text{pico}}} = \frac{\delta q(t_{\text{pico}})}{q(t_{\text{pico}})}, \quad (3.33)$$

donde

$$\frac{\delta q}{q} = -\frac{\delta t_{\text{pico}}}{t_{\text{pico}}} + \frac{\delta f_{\text{dep}}^\gamma}{f_{\text{dep}}^\gamma} = -\frac{\delta t_{\text{pico}}}{t_{\text{pico}}} + \eta \frac{\delta G}{G}, \quad (3.34)$$

con

$$\eta = 1 + 4G(t_{\text{pico}}) - 10.5G(t_{\text{pico}})^2 + 6G(t_{\text{pico}})^3; \quad (3.35)$$

y

$$\frac{\delta G}{G} = \frac{1.6}{1.6 + \tau} \frac{\delta \tau}{\tau}. \quad (3.36)$$

La profundidad óptica τ puede escribirse como:

$$\tau = \kappa \rho R = \frac{3}{4\pi} \kappa \frac{M_{\text{Ch}}^2}{2Et^2}. \quad (3.37)$$

Al momento de luminosidad pico:

$$\tau_{\text{pico}} = \frac{\sqrt{2}c}{2} \left(\frac{M_{\text{Ch}}}{E} \right)^{1/2}. \quad (3.38)$$

De acuerdo con Chiba & Kohri (2003) $\tau(t_{\text{pico}}) \sim 3.6$ por lo que:

$$\frac{\delta G}{G} = \frac{1.6}{(1.6 + 3.6)} \frac{\delta \tau_{\text{pico}}}{\tau_{\text{pico}}}. \quad (3.39)$$

A continuación se estudian las dependencias de t_{pico} y τ con las constantes fundamentales α , \hbar y c para los tres modelos fenomenológicos propuestos en esta tesis.

Modelo 1: Variación de α

Para el modelo fenomenológico donde α varía, las cantidades modificadas serán la opacidad de la atmósfera en expansión y la energía liberada durante la explosión. Por lo tanto:

$$\frac{\delta t_{\text{pico}}}{t_{\text{pico}}} = \frac{1}{2} \frac{\delta \kappa}{\kappa} - \frac{1}{4} \frac{\delta E}{E}. \quad (3.40)$$

Utilizando las ecuaciones 3.14 y 3.18 se obtiene

3. Supernovas tipo Ia y su relación con las constantes fundamentales

$$\frac{\delta t_{\text{pico}}}{t_{\text{pico}}} = \frac{3}{4} \frac{\delta \alpha}{\alpha}. \quad (3.41)$$

Por otro lado,

$$\frac{\delta \tau_{\text{pico}}}{\tau_{\text{pico}}} = -\frac{1}{2} \frac{\delta E}{E} = -\frac{1}{2} \frac{\delta \alpha}{\alpha}. \quad (3.42)$$

Finalmente, combinando las Ec. 3.34, 3.41 y 3.42 y se encuentra la siguiente expresión para la variación de la luminosidad pico:

$$\frac{\delta L_{\text{pico}}}{L_{\text{pico}}} = \frac{\delta q(t_{\text{pico}})}{q(t_{\text{pico}})} = \left(-\frac{3}{4} - \frac{1}{2} \frac{1.6}{(1.6 + 3.6)} \eta \right) \frac{\delta \alpha}{\alpha} \simeq -0.8269 \frac{\delta \alpha}{\alpha}. \quad (3.43)$$

En la Fig. 3.4 se compara este resultado con el obtenido por Chiba & Kohri (2003). Como puede verse, el modelo propuesto concuerda con el de Chiba en que un valor de α decreciente lleva a un incremento en la luminosidad de la supernova. Por lo tanto, un valor más pequeño de α implicaría una supernova más brillante.

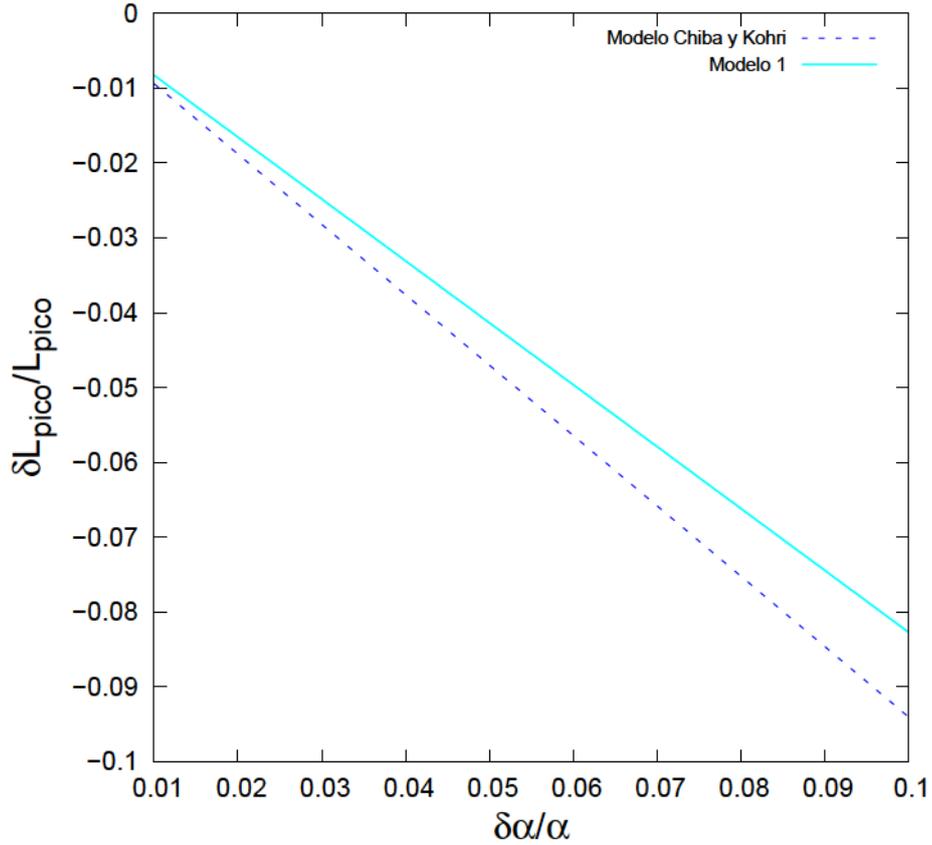


Figura 3.4. Luminosidad pico de SNIa como función de $\delta\alpha/\alpha$. La línea punteada corresponde al caso donde sólo la variación debida a la opacidad de la atmósfera en expansión es tenida en cuenta (Chiba & Kohri, 2003). En el Modelo 1 (línea continua) se considera no sólo la variación debida a la opacidad, si no también la correspondiente a la energía liberada durante la explosión de supernova.

Modelo 2: Variación de la velocidad de la luz c

Para el modelo fenomenológico donde varía solamente c , se modificarán los valores de la masa límite de Chandrasekhar M_{Ch} y la opacidad de la atmósfera en expansión κ :

$$\frac{\delta t_{\text{pico}}}{t_{\text{pico}}} = -\frac{1}{2} \frac{\delta c}{c} + \frac{1}{2} \frac{\delta \kappa}{\kappa} + \frac{3}{4} \frac{\delta M_{\text{Ch}}}{M_{\text{Ch}}}. \quad (3.44)$$

Utilizando las ecuaciones 3.4 y 3.19 se obtiene que

$$\frac{\delta t_{\text{pico}}}{t_{\text{pico}}} = -\frac{11}{8} \frac{\delta c}{c}. \quad (3.45)$$

Por otro lado,

$$\frac{\delta \tau_{\text{pico}}}{\tau_{\text{pico}}} = \frac{\delta c}{c} + \frac{1}{2} \frac{\delta M_{\text{Ch}}}{M_{\text{Ch}}} = \frac{7}{4} \frac{\delta c}{c}. \quad (3.46)$$

Finalmente, combinando las Ec. 3.34, 3.45 y 3.46 se llega a la siguiente expresión para la variación de la luminosidad pico:

$$\frac{\delta L_{\text{pico}}}{L_{\text{pico}}} = \frac{\delta q(t_{\text{pico}})}{q(t_{\text{pico}})} = \left(\frac{11}{8} + \frac{7}{4} \frac{1.6}{(1.6 + 3.6)} \eta \right) \frac{\delta c}{c} \simeq 1.6442 \frac{\delta c}{c}. \quad (3.47)$$

En la Fig. 3.5 se representa esta relación. Como puede observarse, en este caso un valor de c creciente conlleva un incremento en la luminosidad de la supernova. Por lo tanto, un valor de c mayor implica un incremento en la luminosidad de la supernova.

Modelo 3: Variación de $\beta = \hbar c$

Para el modelo fenomenológico donde $\beta = \hbar c$ varía, la única cantidad física modificada será la masa límite de Chandrasekhar M_{Ch} . Por lo tanto:

$$\frac{\delta t_{\text{pico}}}{t_{\text{pico}}} = \frac{3}{4} \frac{\delta M_{\text{Ch}}}{M_{\text{Ch}}}. \quad (3.48)$$

Utilizando la Ec. 3.5 se obtiene:

$$\frac{\delta t_{\text{pico}}}{t_{\text{pico}}} = \frac{9}{8} \frac{\delta \beta}{\beta}. \quad (3.49)$$

Por otro lado,

$$\frac{\delta \tau_{\text{pico}}}{\tau_{\text{pico}}} = \frac{1}{2} \frac{\delta M_{\text{Ch}}}{M_{\text{Ch}}} = \frac{3}{4} \frac{\delta \beta}{\beta}. \quad (3.50)$$

Finalmente, combinando las Ec. 3.34, 3.49 y 3.50 se llega a la siguiente expresión para la variación de la luminosidad pico:

$$\frac{\delta L_{\text{pico}}}{L_{\text{pico}}} = \frac{\delta q(t_{\text{pico}})}{q(t_{\text{pico}})} = \left(-\frac{9}{8} + \frac{3}{4} \frac{1.6}{(1.6 + 3.6)} \eta \right) \frac{\delta \beta}{\beta} \simeq -1.0096 \frac{\delta \beta}{\beta}. \quad (3.51)$$

En la Fig. 3.6 se representa esta relación. En este caso, un valor de β decreciente implica un incremento en la luminosidad de la supernova. Es decir, un valor más pequeño de β implica una supernova más brillante.

A partir de las Figs 3.4, 3.5 y 3.6 se puede apreciar que una variación del 5% de las constantes fundamentales (α , c o β) implica una variación en el valor de la luminosidad del 5%. Esta variación es del orden de los errores observacionales actuales. Por lo tanto, se puede

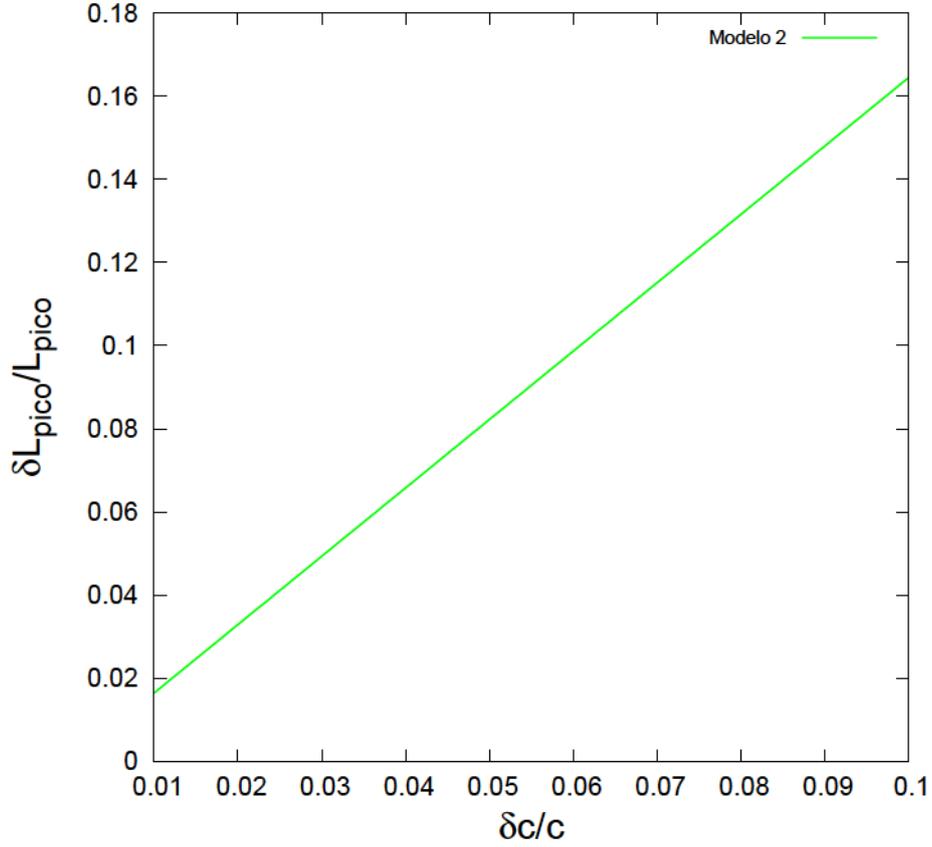


Figura 3.5. Luminosidad pico de SNIa distantes como función de $\delta c/c$.

intuir que las luminosidades observadas de las SNIa no permitirían establecer límites muy estrictos sobre la variación de las constantes.

3.2.5. La variación del módulo de distancia con α , c y β

La magnitud bolométrica observada M se relaciona con la luminosidad L por:

$$M = -2.5 \log L + C, \quad (3.52)$$

con C una constante. Por lo tanto, la corrección en M estará dada por

$$\delta M = -2.5 \frac{\delta L_{\text{pico}}}{L_{\text{pico}}}. \quad (3.53)$$

Resulta entonces que la magnitud bolométrica M , y por lo tanto la distancia de luminosidad de las SNIa, serán diferentes cuando una variación de α , c o β es considerada.

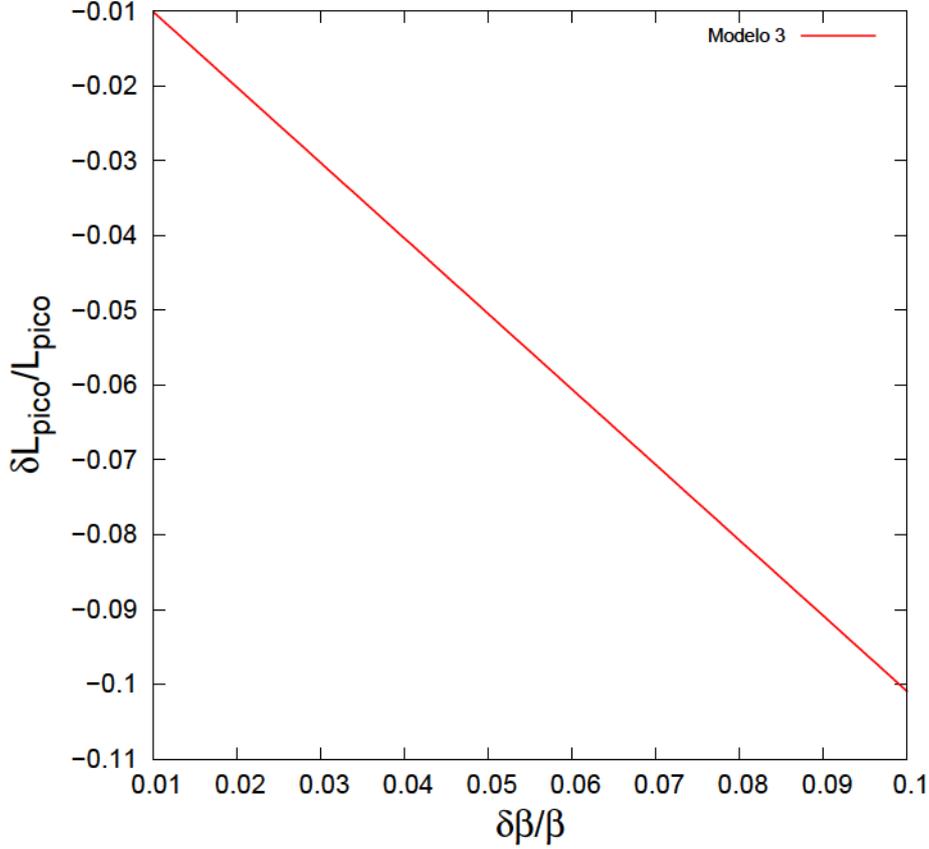


Figura 3.6. Luminosidad pico de SNIa distantes como función de $\delta\beta/\beta$ donde $\beta = \hbar c$.

A partir de la variación obtenida en la magnitud, el módulo de distancia puede ser expresado como:

$$M - M_0 = 25 + 5 \log \left(\frac{d_L}{\text{Mpc}} \right) + \delta M, \quad (3.54)$$

donde M_0 representa a la magnitud absoluta y

$$d_L = c(1+z) \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \quad (3.55)$$

es la distancia de luminosidad en MegaParsecs. En el modelo Λ CDM plano, $H(z)$ puede ser parametrizada por

$$H^2(z) = \left[\Omega_{m,0}(1+z)^3 + (1 - \Omega_{m,0}) \right] H_0^2, \quad (3.56)$$

donde $\Omega_{m,0} = 0.264$ es la densidad de materia actual (se ha despreciado la densidad de energía de radiación: $\Omega_{r,0} = 0$) y $H_0 = 71.2 \text{Mpc}^{-1} \text{kms}^{-1}$ la constante de Hubble. Estos son los valores obtenidos de la compilación de los datos de 9 años del satélite WMAP utilizando datos del Fondo Cósmico de Radiación (Bennett et al., 2013), la temperatura del espectro de potencia para l grandes obtenida por el Atacama Cosmology Telescope (Das et al., 2014) y del South Pole Telescope (Reichardt et al., 2012), la posición del pico de las oscilaciones

3. Supernovas tipo Ia y su relación con las constantes fundamentales

acústicas bariónicas (Anderson et al., 2013, 2014; Blake et al., 2011; Padmanabhan et al., 2012) y de la muestra de tres años del Supernovae Legacy Survey (Conley et al., 2011; Guy et al., 2010; Sullivan et al., 2011).

Capítulo 4

Resultados

4.1. El modelo de dipolo

Como ya se ha mencionado, Webb et al. (2011a) y King et al. (2012) propusieron que los datos obtenidos de los espectros de sistemas de absorción de quásares pueden ser explicados a través de una variación angular en α de tipo dipolar.

En este trabajo se utilizan los modelos de dipolo obtenidos a partir de los datos de los telescopios Keck y VLT (Tabla 2.4). Se estudian las implicancias de dichos modelos en las luminosidades observadas de las supernovas tipo Ia de la compilación Union2.1.

A su vez, utilizando los modelos fenomenológicos propuestos en el Capítulo 1, se realiza un análisis estadístico utilizando los datos de SNIa de la compilación Union2.1 para estimar el valor de los parámetros libres (término monopolar, amplitud y dirección del dipolo) de dichos modelos. En resumen, los modelos propuestos se pueden expresar de la siguiente forma:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = B_\alpha \cos\theta_\alpha + A_\alpha \quad (4.1)$$

$$\frac{\Delta c}{c} = B_c \cos\theta_c + A_c \quad (4.2)$$

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = B_\beta \cos\theta_\beta + A_\beta. \quad (4.3)$$

donde $\cos\theta = \vec{r} \cdot \vec{D}$, con \vec{D} la dirección del dipolo y \vec{r} la posición en el cielo del objeto que se está considerando; B es la amplitud angular y A el término monopolar.

4.2. Cálculo de χ^2 para el modelo de dipolo obtenido a partir de los quásares

En la Fig. 4.1 se han graficado las distancias luminosas observadas de las SNIa de la compilación Union2.1 en función de la ascensión recta, declinación y redshift respectivamente, junto con las predicciones del modelo propuesto por Webb et al. Como se ha mencionado anteriormente, este modelo fue propuesto a partir de los datos recientes de espectros de absorción en quásares que sugieren una variación espacial de α de tipo dipolar. Como se podrá observar, la predicción del modelo teórico concuerda con la relación entre el módulo de distancia observado y el redshift. En el caso de la relación con la ascensión recta y la declinación es importante notar que si bien el modelo parece explicar una gran cantidad de datos, se encuentran algunas diferencias. En la Fig. 4.1 no se observan correlaciones entre la ascensión recta y la distancia luminosa, y tampoco entre la declinación y dicha distancia.

4. Resultados

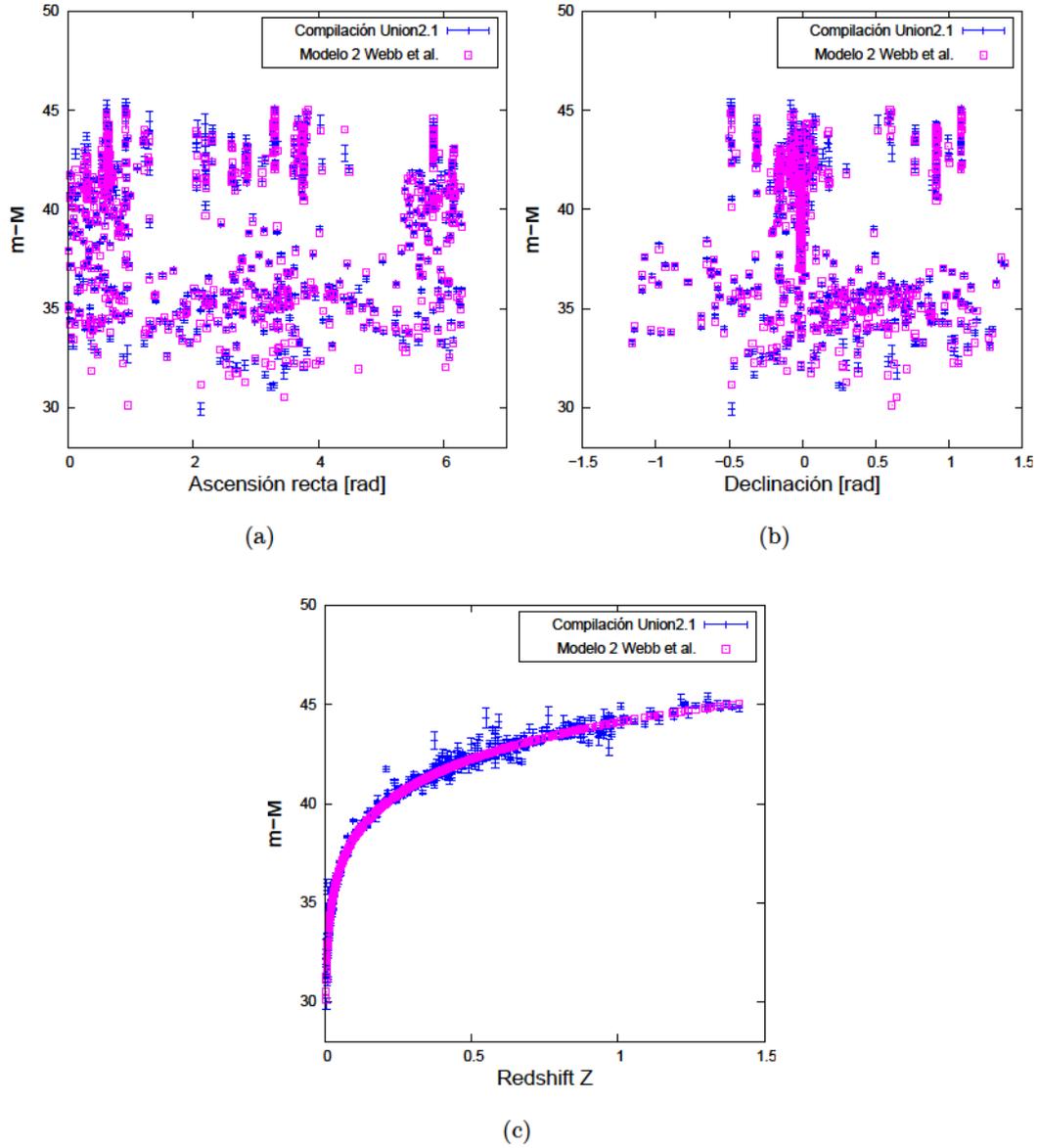


Figura 4.1. Comparación entre el módulo de distancia (o distancia de luminosidad) teórico y el observado para las 696 SNIa de la compilación Union 2.1. En azul se muestran los datos observacionales con su correspondiente error. En turquesa se muestran las predicciones de los modelos teóricos obtenidas al suponer una variación espacial de α de tipo dipolo (Modelo M2Q de la Tabla 2.4).

Debido a que el número de datos es muy grande, para poder identificar el grado de consistencia entre lo observado y los modelos teóricos es necesario realizar un análisis estadístico. Para esto se realiza un test χ^2 . El estimador χ^2 se construye como:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[(m - M_0)_{T_i} - (m - M_0)_{O_i}]^2}{\sigma_{O_i}^2}, \quad (4.4)$$

donde el subíndice i refiere a cada dato observacional. En esta expresión, $(m - M_0)_T$ es el valor teórico del módulo de distancia que se obtiene considerando el modelo propuesto en esta tesis para la variación de α utilizando los parámetros del dipolo estimados por Webb et al. con los datos de los espectros de absorción en quásares; $(m - M_0)_O$ son los módulos de distancia observados obtenidos de la compilación Union 2.1 de acuerdo con el modelo cosmológico estándar, y σ_O los errores en estos datos.

También es útil calcular el χ^2 reducido, es decir, el valor de χ^2 dividido el número de grados de libertad ν . En la tabla 4.1 se muestran los resultados obtenidos para los modelos fenomenológicos de dipolo propuestos por King et al. (2012) utilizando los datos de módulos de distancia de 713 SNIa de la compilación 2.1. En la misma tabla se indica el resultado para el caso del Modelo Estándar, es decir, aquel para el que se considera una variación nula de α . Es notable que las diferencias entre los distintos modelos no son estadísticamente significantes. Por otra lado, el valor de χ^2 es mayor de lo que se espera para esa cantidad de datos. Esto se debe al hecho de que si bien la mayor cantidad de datos de SNIa son muy bien ajustados por el modelo estándar, hay algunos que no lo son. Este problema ha sido discutido en la literatura (Gopal Vishwakarma & Narlikar, 2010) y no será tratado en este trabajo. Simplemente, de aquí en adelante se realiza el cálculo de χ^2 excluyendo los 17 datos conflictivos que Gopal Vishwakarma & Narlikar (2010) recomiendan no utilizar. Al hacer esto, se obtienen los resultados de la Tabla 4.2.

Modelo	χ^2	χ^2/ν
M1Q	1201.5101	1.6851
M2Q	1244.8320	1.7459
M3Q	1244.8326	1.7459
M. Estándar	1244.8170	1.7459

Tabla 4.1. Resultados del test χ^2 para el Modelo 1 propuesto en esta tesis utilizando los parámetros de dipolo obtenidos por King et al. (2012) a partir de los espectros de absorción de los quásares que se muestran en la Tabla 2.4. Se utilizan los datos observacionales de 713 SNIa de la Compilación Union2.1

4.3. Análisis estadístico de los modelos de variación espacial de α , c y β utilizando datos de SNIa

En esta sección se utilizan los datos de la compilación Union2.1 para estimar el valor de los parámetros libres de los modelos fenomenológicos propuestos en este trabajo.

4. Resultados

Modelo	χ^2	χ^2/ν
M1Q	720.3199	1.0349
M2Q	720.3240	1.0349
M3Q	720.3241	1.0349
M. Estándar	720.3117	1.0349

Tabla 4.2. Resultados del test χ^2 para el Modelo 1 propuesto en esta tesis utilizando los parámetros de dipolo obtenidos por King et al. (2012) a partir de los espectros de absorción de los quásares que se muestran en la Tabla 2.4. Se utilizan los datos observacionales de 696 SNIa de la Compilación Union2.1

4.3.1. Modelo de dipolo para la variación espacial de α

En la Tabla 4.3 se muestran los resultados obtenidos del análisis estadístico realizado al considerar, en primer lugar, el conjunto completo de datos y luego al conjunto reducido.

En las Fig. 4.2 y 4.3 se muestran los contornos de confianza a 1σ y 2σ obtenidos a partir de los resultados del test χ^2 tomando los parámetros libres de a pares. En todos los casos puede observarse que no existen correlaciones entre dichos parámetros.

En la Fig. 4.4 se comparan las distancias luminosas observadas de las SNIa con las predicciones teóricas que se obtienen al considerar una variación espacial de tipo dipolo para α con los parámetros libres resultantes del análisis estadístico. Puede verse, que al igual que en el caso del dipolo propuesto por Webb et al., que la relación entre la distancia de luminosidad y el redshift parece ser consistente, mientras que en el caso de la ascensión recta y la declinación el grado de consistencia no es tan obvio. Es por ello, que se debe cuantificar el grado de ajuste calculando los estimadores χ^2 y χ^2/ν . Los resultados se muestran en la Tabla 4.3. Estos parecerían sugerir que el modelo de dipolo que obtenido tiene un grado de concordancia con los datos observados superior al del modelo estándar. Sin embargo, esta diferencia no es estadísticamente significativa. Se llega a esta conclusión a partir del cálculo del error a 1σ del estimador χ^2 : $\sqrt{2(D-P)}$, donde D es el número de datos y P el número de parámetros libres.

A($\times 10^{-2}$)	B($\times 10^{-2}$)	RA(hs)	dec($^\circ$)	χ^2	χ^2/ν
1.4 ± 0.4	2.8 ± 0.9	24 ± 2	68 ± 7	1201.18	1.68
1.0 ± 0.4	2.6 ± 1.0	1 ± 4	74 ± 13	696.95	1.00

Tabla 4.3. Valores estimados de los parámetros libres del modelo de dipolo para la variación espacial de α y el error correspondiente a 1σ . Para el primer análisis se utilizaron 713 SNIa, mientras que para el segundo 696 SNIa. Para el modelo estándar: $\chi^2/\nu = 1.75$ y $\chi^2/\nu = 1.03$ respectivamente.

4.3.2. Modelo de dipolo para la variación espacial de c

Dada la motivación por una posible variación espacial de α de tipo dipolo, se busca la posible existencia de una dirección preferencial para el caso de la variación de la velocidad de la luz c . Para ello, hay que considerar a A_c , B_c y \bar{D}_c como parámetros libres. Se realiza un análisis

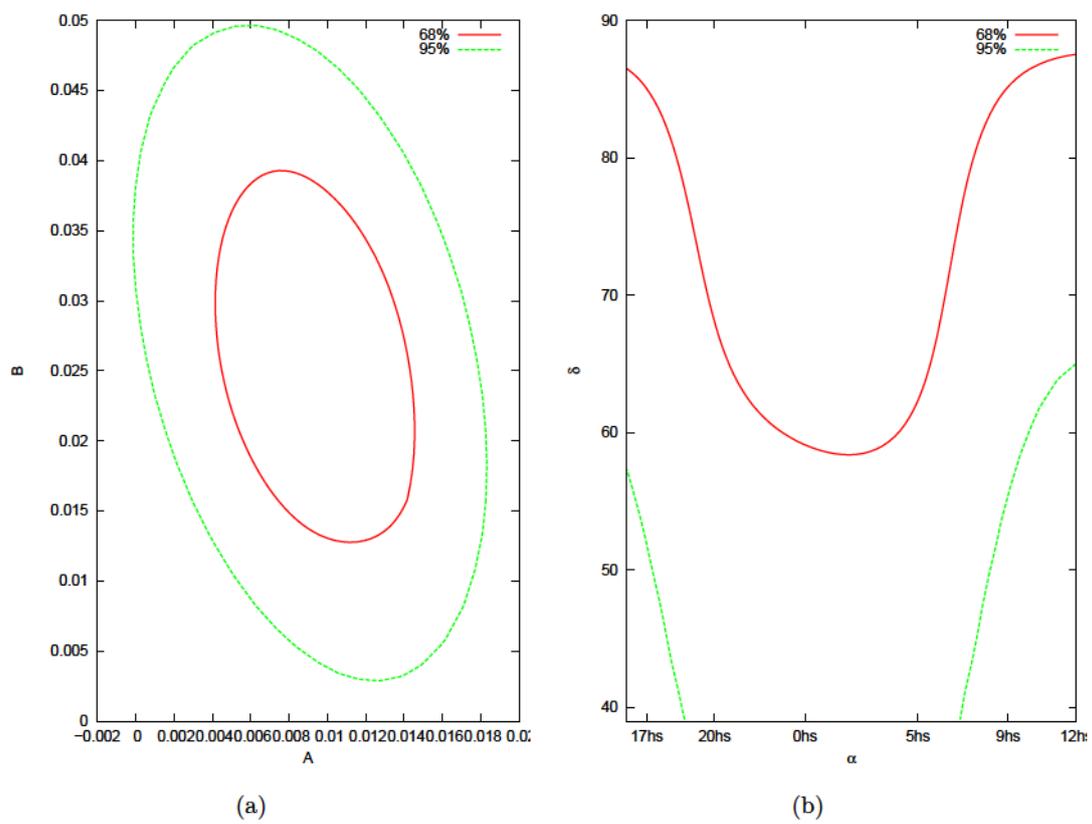


Figura 4.2. Contornos de confianza a 1σ y 2σ de los parámetros libres del modelo de dipolo para la variación espacial de α .

4. Resultados

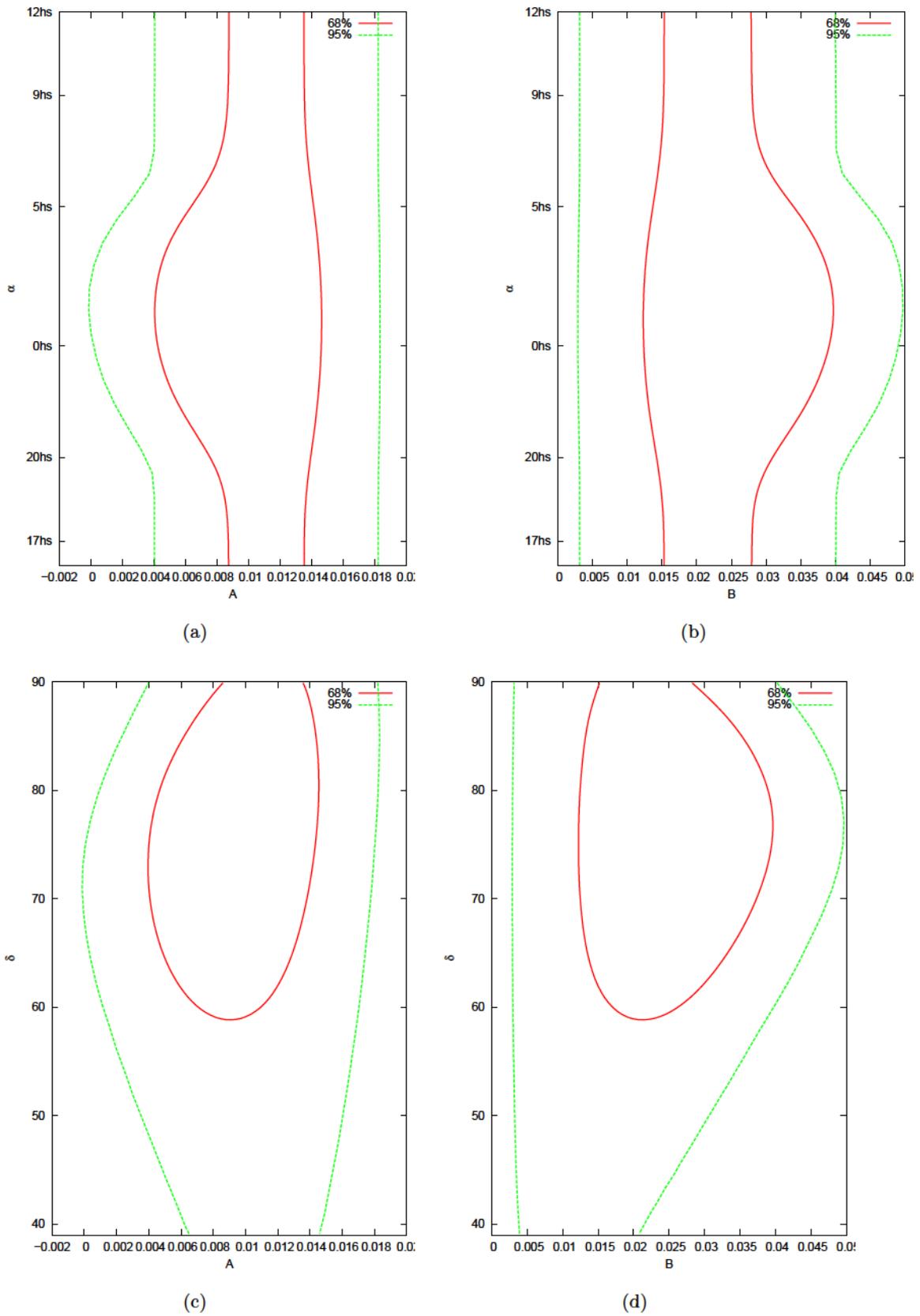


Figura 4.3. Contornos de confianza a 1σ y 2σ de los parámetros libres del modelo de dipolo para la variación espacial de α .

4.3. Análisis estadístico de los modelos de variación espacial de α , c y β utilizando datos de SNIa

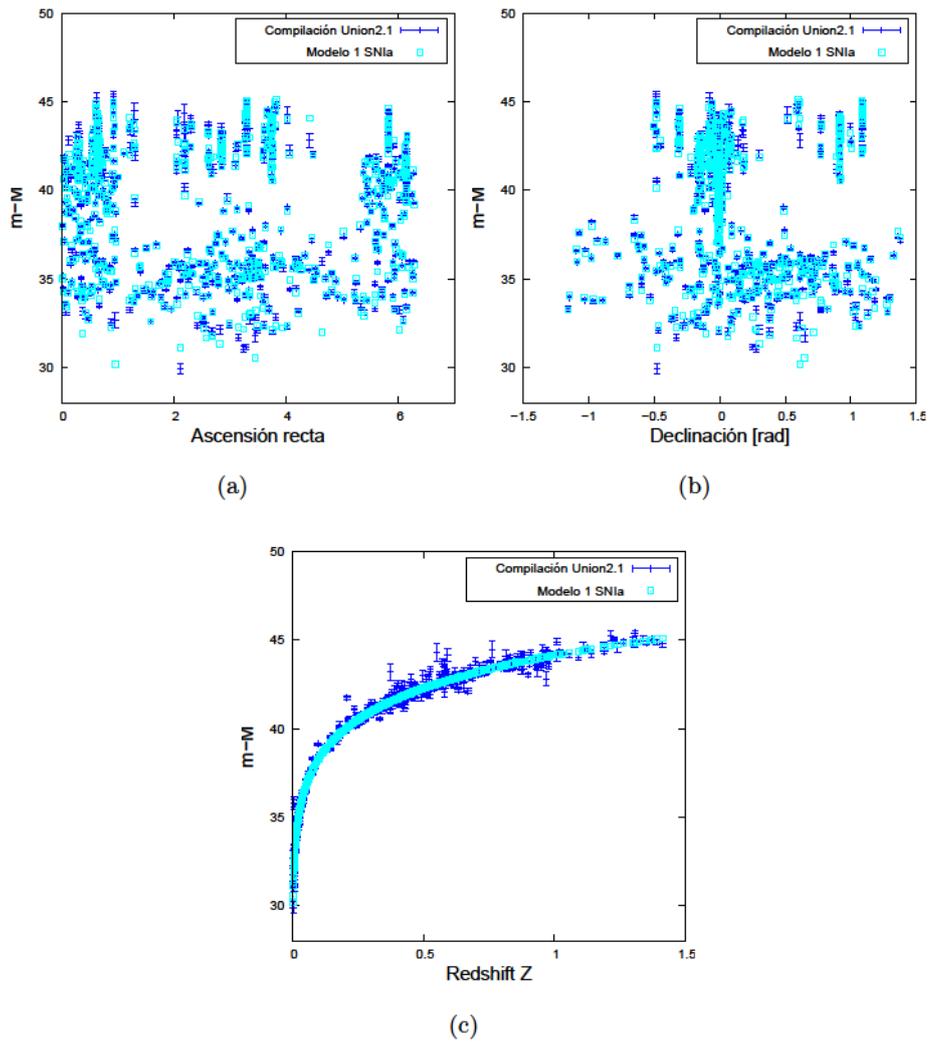


Figura 4.4. Comparación entre el módulo de distancia (o distancia luminosa) observado y el teórico para las 696 SNIa de la compilación Union 2.1. En azul se muestran los datos observacionales con su correspondiente error. En turquesa se muestran los datos teóricos obtenidos al suponer una variación espacial de α de tipo dipolo.

4. Resultados

estadístico utilizando los módulos de distancia observados de las SNIa de la compilación Union 2.1. En la Tabla 4.4 se muestran los resultados obtenidos al considerar el conjunto completo de datos y el conjunto reducido.

Al graficar los módulos de distancia observados y teóricos en función de la ascensión recta, declinación o redshift, los resultados son análogos al caso de variación de α . El grado de consistencia se estima calculando el valor de χ^2 y χ^2/ν . Estos resultados se muestran en la Tabla 4.4.

Al igual que en el caso anterior, la diferencia entre el modelo de variación espacial de c de tipo dipolo, y el modelo estándar, no es estadísticamente significativa.

$A(\times 10^{-2})$	$B(\times 10^{-2})$	RA(hs)	dec($^\circ$)	χ^2	χ^2/ν
-0.7 ± 0.2	-1.9 ± 0.5	14 ± 1	-46 ± 8	1288.50	1.81
-0.4 ± 0.2	1.3 ± 0.5	13 ± 2	-72 ± 7	697.04	1.00

Tabla 4.4. Valores estimados de los parámetros libres del modelo de dipolo para la variación espacial de c y el error correspondiente a 1σ . Para el primer análisis se utilizaron 713 SNIa, mientras que para el segundo 696 SNIa. Para el modelo estándar: $\chi^2/\nu = 1.75$ y $\chi^2/\nu = 1.03$ respectivamente.

4.3.3. Modelo de dipolo para la variación espacial de β

Al igual que en el caso de variación de la velocidad de la luz c , se analiza la posible existencia de una dirección preferencial para la variación de $\beta = \hbar c$ donde \hbar es la constante de Planck reducida. Se consideran A_β , B_β y \vec{D}_β parámetros libres y se lleva a cabo un análisis estadístico utilizando los módulos de distancia observados de las SNIa de la compilación Union 2.1. En la Tabla 4.5 se muestran los parámetros obtenidos al considerar el conjunto completo de datos y el conjunto reducido.

Tal como sucedió con el modelo de variación de la velocidad de la luz c , al graficar los módulos de distancia observados de las SNIa con los teóricos que se obtienen de considerar una variación espacial de tipo dipolo para β con los parámetros libres que se han ajustado, se encuentran resultados similares a los que se obtuvieron para la variación de α . El grado de consistencia se estima calculando el valor de χ^2 y χ^2/ν . Estos resultados se muestran en la Tabla 4.5.

Nuevamente, en este caso se obtiene una diferencia entre el modelo de dipolo propuesto y el modelo estándar. Sin embargo, esta diferencia no es estadísticamente significativa al igual que ocurría anteriormente.

$A(\times 10^{-2})$	$B(\times 10^{-2})$	RA(hs)	dec($^\circ$)	χ^2	χ^2/ν
1.1 ± 0.3	2.2 ± 0.8	23 ± 2	62 ± 11	1201.19	1.68
0.7 ± 0.3	2.1 ± 0.8	1 ± 2	73 ± 6	696.97	1.00

Tabla 4.5. Valores estimados de los parámetros libres del modelo de dipolo para la variación espacial de β y el error correspondiente a 1σ . Para el primer análisis se utilizaron 713 SNIa, mientras que para el segundo 696 SNIa. Para el modelo estándar: $\chi^2/\nu = 1.75$ y $\chi^2/\nu = 1.03$ respectivamente.

Capítulo 5

Conclusiones y discusión

Las observaciones de quásares de alto corrimiento al rojo, obtenidas con los telescopios Keck y VLT mediante el método de los muchos multipletes, sugieren una posible variación espacial de α . A partir de estos datos, Webb y colaboradores propusieron un modelo fenomenológico para la variación espacial de la constante de estructura fina α de tipo dipolar. En este trabajo se ha analizado si esta propuesta puede ser confirmada o descartada utilizando otras observaciones astronómicas como lo son los datos provenientes de las distancias de luminosidad de las Supernovas Tipo Ia de la Compilación Union2.1 cuyos redshift se encuentran en el rango $0 < z < 1.5$. Las razones para utilizar estos objetos son tres: i) su luminosidad máxima depende de la constante de estructura fina α ; y por lo tanto, una variación en α debería reflejarse en una variación en la luminosidad observada; ii) las propiedades homogéneas de dichas supernovas permiten utilizarlas como candelas estándar; iii) el número de datos disponibles es muy grande.

Los resultados muestran que con los datos disponibles actualmente no es posible realizar dicho análisis. Es decir, las SNIa no son la herramienta indicada para confirmar o descartar los modelos fenomenológicos para la variación espacial de α de tipo dipolar propuestos por Webb et al. Esto es debido a que la variación espacial de α de tipo dipolo no afecta significativamente a la luminosidad de las SNIa.

Por otra parte, ha sido llevado a cabo un análisis estadístico para verificar la existencia de una dirección preferencial en los datos de SNIa consistente con la predicha por Webb et al. a partir de las mediciones en quásares. Los parámetros resultantes para la variación espacial de α de tipo dipolar obtenidos con ambos tipos de observaciones no son consistentes. También se observa, que el conjunto de parámetros obtenido al utilizar las observaciones de SNIa no es consistente con el conjunto de parámetros obtenidos por Yang et al. (2014) y Mariano & Perivolaropoulos (2012), que si son consistentes entre sí. Dichos parámetros también fueron calculados a partir de los datos de distancia luminosa de las SNIa pero sin considerar que el efecto podría deberse a una variación espacial de la constante de estructura fina α .

Del análisis estadístico realizado se obtienen límites sobre la variación de la constante de estructura fina α del orden $\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \sim 10^{-2}$ para redshift $0 < z < 1.5$. Al calcular el estimador χ^2 con los parámetros resultantes del análisis estadístico, se obtiene un valor menor que el que se obtiene al calcularlo utilizando el modelo estándar en el cual la variación de α es nula. Esto pareciera indicar que los datos de SNIa son mejor representados por un modelo con variación espacial de α de tipo dipolar. Sin embargo, esta diferencia no es estadísticamente significativa. Además, es importante notar que al considerar el conjunto reducido de datos, los parámetros del dipolo son consistentes, a 3σ , con una variación nula de α .

La propuesta de una variación espacial de tipo dipolo para α ha servido de motivación para realizar un análisis similar para la variación de la velocidad de la luz c y para $\beta = \hbar c$

5. Conclusiones y discusión

donde \hbar es la constante de Planck reducida. Del análisis estadístico se obtienen límites a la variación espacial de estas constantes del orden $\frac{\Delta\beta}{\beta} \sim \frac{\Delta c}{c} \sim 10^{-2}$. No existen trabajos previos con los cuales comparar estos resultados. Simplemente se los considera como una primera estimación a la posible variación espacial de c y β .

En resumen, a partir de los análisis realizados, se concluye que los datos actualmente disponibles de SNIa no indicarían una variación espacial de tipo dipolar de las constantes fundamentales.

Por último, es necesario mencionar que durante la realización de este trabajo, el grupo conformado por Webb y colaboradores publicó un artículo (Whitmore & Murphy, 2014) en el que analizan los errores sistemáticos del espectrógrafo del telescopio VLT. Del estudio realizado se infiere que la posible variación de α sugerida en trabajos anteriores se debe a los errores sistemáticos estudiados. Debido a que estos datos ya no son confiables, los modelos de variación espacial de α pierden motivación ya que el resto de los experimentos y observaciones son consistentes con una variación nula de la constante de estructura fina ¹.

¹Los datos del telescopio Keck son los únicos que aún sugieren una variación no nula de α . Sin embargo, debido a los errores sistemáticos encontrados en los datos del VLT, el grupo de Webb y colaboradores ya no considera confiables los datos obtenidos con el telescopio Keck.

Bibliografía

- Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., et al. 2014, ArXiv e-prints [[arXiv]1406.7482]
- Aharonov, Y., III, F. A., Brodzinski, R., et al. 1995, Physics Letters B, 353, 168
- Albrecht, A. & Magueijo, J. 1999, Phys. Rev. D, 59, 043516
- Amanullah, R., Lidman, C., Rubin, D., et al. 2010, Astrophys. J., 716, 712
- Anderson, L., Aubourg, E., Bailey, S., et al. 2013, Mon. Not. R. Astron. Soc., 428, 1036
- Anderson, L. et al. 2014, Mon. Not. R. Astron. Soc., 441, 24
- Bahcall, J. N., Steinhardt, C. L., & Schlegel, D. 2004, Astrophys. J., 600, 520
- Barrow, J. D. 1999, Phys. Rev. D, 59, 043515
- Barrow, J. D. & Magueijo, J. 2005, Phys. Rev. D, 72, 043521
- Barrow, J. D., Sandvik, H. B., & Magueijo, J. 2002, Phys. Rev. D, 65, 063504
- Battye, R. A., Crittenden, R., & Weller, J. 2001, Phys. Rev. D, 63, 043505
- Bekenstein, J. D. 1982, Phys. Rev. D, 25, 1527
- Bekenstein, J. D. 2002, Phys. Rev. D, 66, 123514
- Bennett, C. L., Larson, D., Weiland, J. L., et al. 2013, Astrophys. J. Suppl. Ser., 208, 20
- Berengut, J. C. & Flambaum, V. V. 2010, ArXiv e-prints [[arXiv]1008.3957]
- Berengut, J. C., Kava, E. M., & Flambaum, V. V. 2012, Astron. Astrophys., 542, A118
- Bergström, L., Iguri, S., & Rubinstein, H. 1999, Phys. Rev. D, 60, 045005
- Bernstein, J., Brown, L. S., & Feinberg, G. 1989, Reviews of Modern Physics, 61, 25
- Blake, C., Kazin, E., Beutler, F., et al. 2011, Mon. Not. R. Astron. Soc., 418, 1707
- Blatt, S., Ludlow, A. D., Campbell, G. K., et al. 2008, Physical Review Letters, 100, 140801
- Chamoun, N., Landau, S. J., & Vucetich, H. 2001, Physics Letters B, 504, 1
- Chand, H., Srianand, R., Petitjean, P., & Aracil, B. 2004, Astron. Astrophys., 417, 853
- Chiba, T. & Kohri, K. 2003, Progress of Theoretical Physics, 110, 195
- Chodos, A. & Detweiler, S. 1980, Phys. Rev. D, 21, 2167

BIBLIOGRAFÍA

- Colgate, S. A., Petschek, A. G., & Kriese, J. T. 1980, *Astrophys. J. Lett.*, 237, L81
- Conley, A., Guy, J., Sullivan, M., et al. 2011, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 192, 1
- Cowie, L. L. & Songaila, A. 1995, *Astrophys. J.*, 453, 596
- Damour, T. & Dyson, F. 1996, *Nuclear Physics B*, 480, 37
- Damour, T., Piazza, F., & Veneziano, G. 2002a, *Physical Review Letters*, 89, 081601
- Damour, T., Piazza, F., & Veneziano, G. 2002b, *Physical Review Letters*, 89, 081601
- Damour, T., Piazza, F., & Veneziano, G. 2002c, *Phys. Rev. D*, 66, 046007
- Damour, T. & Polyakov, A. M. 1994, *NASA STI/Recon Technical Report N*, 95, 10347
- Das, S., Louis, T., Nolta, M. R., et al. 2014, *JCAP*, 4, 014
- Dirac, P. A. M. 1937, *Nature*, 139, 323
- Dirac, P. A. M. 1938, *Royal Society of London Proceedings Series A*, 165, 199
- Dvali, G. & Zaldarriaga, M. 2002, *Physical Review Letters*, 88, 091303
- Dyson, F. J. 1967, *Phys. Rev. Lett.*, 19, 1291
- Fujii, Y., Iwamoto, A., Fukahori, T., et al. 2000, *Nuclear Physics B*, 573, 377
- Gopal Vishwakarma, R. & Narlikar, J. V. 2010, *Res. in Astron. & Astrophys.*, 10, 1195
- Gould, C. R., Sharapov, E. I., & Lamoreaux, S. K. 2006, *Phys. Rev. C*, 74, 024607
- Guy, J., Sullivan, M., Conley, A., et al. 2010, *Astron. Astrophys.*, 523, A7
- Hamuy, M., Phillips, M. M., Suntzeff, N. B., et al. 1996, *Astron. J.*, 112, 2398
- Hillebrandt, W. & Niemeyer, J. C. 2000, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 38, 191
- Hoeflich, P., Khokhlov, A., Wheeler, J. C., et al. 1996, *Astrophys. J. Lett.*, 472, L81
- Höflich, P., Wheeler, J. C., & Thielemann, F. K. 1998, *Astrophys. J.*, 495, 617
- Hoyle, F. & Fowler, W. A. 1960, *Astrophys. J.*, 132, 565
- Kaluza, T. 1921, *Zum Unitätsproblem der Physik*, *Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin*
- Khoury, J. & Weltman, A. 2004a, *Phys. Rev. D*, 69, 044026
- Khoury, J. & Weltman, A. 2004b, *Physical Review Letters*, 93, 171104
- King, J. A. 2012, *PhD thesis*, *PhD Thesis*, 2012
- King, J. A., Webb, J. K., Murphy, M. T., et al. 2012, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 422, 3370
- Klein, O. 1926, *Zeitschrift für Physik*, 37, 895
- Kraiselburd, L., Landau, S., Salgado, M., & Sudarsky, D. 2014, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 85, 32

- Kraiselburd, L., Landau, S. J., & Simeone, C. 2013, *Astron. Astrophys.*, 557, A36
- Kraiselburd, L., Miller Bertolami, M., Sisterna, P., & Vucetich, H. 2011, *Astron. Astrophys.*, 529, A125
- Kraiselburd, L. & Vucetich, H. 2011, *International Journal of Modern Physics E*, 20, 101
- Landau, S. 2002, PhD thesis, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas-UNLP
- Landau, S. J., Bersten, M., Sisterna, P. D., & Vucetich, H. 2005, *New Developments in String Theory Research* (Nova Science Publishers), 161–182
- Landau, S. J., Harari, D. D., & Zaldarriaga, M. 2001a, *Phys. Rev. D*, 63, 083505
- Landau, S. J., Mosquera, M. E., Scóccola, C. G., & Vucetich, H. 2008, *Phys. Rev. D*, 78, 083527
- Landau, S. J. & Simeone, C. 2008, *Astron. Astrophys.*, 487, 857
- Landau, S. J., Sisterna, P. D., & Vucetich, H. 2001b, *Phys. Rev. D*, 63, 081303
- Landau, S. J. & Vucetich, H. 2002, *Astrophys. J.*, 570, 463
- Levshakov, S. A., Dessauges-Zavadsky, M., D’Odorico, S., & Molaro, P. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 333, 373
- Maeda, K.-I. 1988, *Modern Physics Letters A*, 3, 243
- Mariano, A. & Perivolaropoulos, L. 2012, *Phys. Rev. D*, 86, 083517
- Meikle, P. 2002, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 283, *A New Era in Cosmology*, ed. N. Metcalfe & T. Shanks, 293
- Miller, G. A. & Spencer, J. E. 1976, *Annals of Physics*, 100, 562
- Moffat, J. W. 1993a, *Foundations of Physics*, 23, 411
- Moffat, J. W. 1993b, *International Journal of Modern Physics D*, 2, 351
- Mosquera, M. E. & Civitarese, O. 2010, *Astron. Astrophys.*, 520, A112
- Mosquera, M. E. & Civitarese, O. 2011, *Astron. Astrophys.*, 526, A109
- Mota, D. F. & Shaw, D. J. 2007, *Phys. Rev. D*, 75, 063501
- Murphy, M. T. 2002, PhD thesis, Institute of Astronomy, University of Cambridge
- Murphy, M. T., Flambaum, V. V., Webb, J. K., et al. 2004, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 648, *Astrophysics, Clocks and Fundamental Constants*, ed. S. G. Karshenboim & E. Peik, 131–150
- Murphy, M. T., Webb, J. K., & Flambaum, V. V. 2003a, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 345, 609
- Murphy, M. T., Webb, J. K., Flambaum, V. V., Churchill, C. W., & Prochaska, J. X. 2001a, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 327, 1223

BIBLIOGRAFÍA

- Murphy, M. T., Webb, J. K., Flambaum, V. V., & Curran, S. J. 2003b, *Astrophys. Space Sci.*, 283, 577
- Murphy, M. T., Webb, J. K., Flambaum, V. V., et al. 2001b, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 327, 1244
- Murphy, M. T., Webb, J. K., Flambaum, V. V., et al. 2001c, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 327, 1208
- Murphy, M. T., Webb, J. K., Flambaum, V. V., Prochaska, J. X., & Wolfe, A. M. 2001d, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 327, 1237
- Nollett, K. M. & Lopez, R. E. 2002, *Phys. Rev. D*, 66, 063507
- Nomoto, K., Thielemann, F.-K., & Yokoi, K. 1984, *Astrophys. J.*, 286, 644
- Norman, E. B., Bahcall, J. N., & Goldhaber, M. 1996, *Phys. Rev. D*, 53, 4086
- Olive, K. A., Pospelov, M., Qian, Y.-Z., et al. 2004, *Phys. Rev. D*, 69, 027701
- Padmanabhan, N., Xu, X., Eisenstein, D. J., et al. 2012, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 427, 2132
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, *Astrophys. J.*, 517, 565
- Perlmutter, S., Gabi, S., Goldhaber, G., et al. 1997, *Astrophys. J.*, 483, 565
- Petrov, Y. V., Nazarov, A. I., Onegin, M. S., Petrov, V. Y., & Sakhnovsky, E. G. 2006, *Phys. Rev. C*, 74, 064610
- Prestage, J. D., Tjoelker, R. L., & Maleki, L. 1995, *Physical Review Letters*, 74, 3511
- Reichardt, C., Shaw, L., Zahn, O., et al. 2012, *Astrophys. J.*, 755, 70
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, *Astron. J.*, 116, 1009
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Li, W., et al. 1999, *Astron. J.*, 118, 2675
- Röpke, F. K., Seitzzahl, I. R., Benitez, S., et al. 2011, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 66, 309
- Rosenband, T., Hume, D. B., Schmidt, P. O., et al. 2008, *Science*, 319, 1808
- Scóccola, C. G., Mosquera, M. E., Landau, S. J., & Vucetich, H. 2008, *Astrophys. J.*, 681, 737
- Sisterna, P. & Vucetich, H. 1990, *Phys. Rev. D*, 41, 1034
- Smolliar, M. 1996, *Science*, 271, 1099
- Sortais, Y., Bize, S., Abgrall, M., et al. 2001, *Physica Scripta*, 2001, 50
- Srianand, R., Chand, H., Petitjean, P., & Aracil, B. 2004, *Physical Review Letters*, 92, 121302
- Sullivan, M., Guy, J., Conley, A., et al. 2011, *Astrophys. J.*, 737, 102
- Suzuki, N., Rubin, D., Lidman, C., et al. 2012, *Astrophys. J.*, 746, 85

- Thielemann, F.-K., Nomoto, K., & Yokoi, K. 1986, *Astron. Astrophys.*, 158, 17
- Umeda, H., Nomoto, K., Kobayashi, C., Hachisu, I., & Kato, M. 1999, *Astrophys. J. Lett.*, 522, L43
- Uzan, J.-P. 2011, *Living Reviews in Relativity*, 14, 2
- Varshalovich, D. A., Panchuk, V. E., & Ivanchik, A. V. 1996, *Astronomy Letters*, 22, 6
- Webb, J. K., Flambaum, V. V., Churchill, C. W., Drinkwater, M. J., & Barrow, J. D. 1999, *Physical Review Letters*, 82, 884
- Webb, J. K., King, J. A., Murphy, M. T., et al. 2011a, *Physical Review Letters*, 107, 191101
- Webb, J. K., King, J. A., Murphy, M. T., et al. 2011b, *Physical Review Letters*, 107, 191101
- Webb, J. K., Murphy, M. T., Flambaum, V. V., et al. 2001, *Physical Review Letters*, 87, 091301
- Weinberg, S. 1983, *Physics Letters B*, 125, 265
- Wheeler, J. C. & Harkness, R. P. 1990, *Reports on Progress in Physics*, 53, 1467
- Whitmore, J. & Murphy, M. 2014, ArXiv e-prints [[arXiv]1409.4467]
- Wilkinson, D. H. 1958, *Philosophical Magazine*, 3, 582
- Woosley, S. E. & Weaver, T. A. 1986, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 24, 205
- Yang, X., Wang, F. Y., & Chu, Z. 2014, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 437, 1840
- Youm, D. 2001, *Phys. Rev. D*, 63, 125011